

Zur Form der Verdichtungsstöße in frei expandierenden Gasstrahlen

Von KONRAD BIER und BERNDT SCHMIDT

Mit 9 Textabbildungen

(Eingegangen am 25. Juni 1961)

Bei der Erzeugung intensiver Molekularstrahlen mit Düsen [1] bis [3] und bei der Trennung von Gasler Isotopengemischen nach dem Trenndüsenverfahren [4] bis [7] werden frei expandierende Gasstrahlen genutzt. Dabei expandiert das Strahlgas im allgemeinen aus einer *konvergenten* Düse in einen Raum, dem der statische Druck um den Faktor 10^1 bis 10^3 kleiner ist als der Einlaßdruck vor der Düse. Bei diesen Expansionsverhältnissen bildet sich unter gasdynamischen Strömungsbedingungen hinter der Düse eine räumlich begrenzte, überexpandierte Überschallströmung aus, die in Strahlrichtung durch *Verdichtungsstöße* abgeschlossen wird¹. Die Existenz dieser Verdichtungsstöße ist sowohl für die Erzeugung von Molekularstrahlen mit Düsen als auch für die Trennisentmischung von Bedeutung:

Bei der Molekularstrahlerzeugung wird der Kern der Überschallströmung durch eine besonders geformte Abschallblende ausgeblendet und über eine Druckkammer ins Hochvakuum überführt. Da die erreichbare Molekularstrahlintensität mit der Mach-Zahl der Strömung stark ansteigt, müssen in dem ausgeblendeten Strahlteil Verdichtungsstöße, die die Mach-Zahl herabsetzen, möglichst vermieden werden. Tatsächlich beobachtet man z.B. bei Vergrößerung des Abstandes zwischen Düse und Abschall eine sprunghafte Abnahme der Mach-Zahl und der Intensität des Molekularstrahls, die auf einen Verdichtungsstoß zurückgeführt werden kann².

Die räumliche Entmischung verschieden schwerer Komponenten in einem expandierenden Gasstrahl, die beim Trenndüsenverfahren ausgenutzt wird, beruht im wesentlichen auf der *Druckdiffusion* im stationären Druckgefälle des Strahls. Die Druckdiffusion bewirkt eine bevorzugte Bewegung der leichten Komponente in der Richtung fallenden Druckes. Im Strömungsgebiet unmittelbar hinter der Düsenmündung reicht sich auf Grund des nach außen gerichteten Druckgefälles die leichte Komponente in der Mantelzone des Strahls an. In bestimmten Fällen findet man mit zunehmender Entfernung von der Düse eine *Umkehrung* der Entmischung, die hauptsächlich auf das von einem Verdichtungsstoß aufgebaute, nach innen gerichtete Druckgefälle zurückzuführen ist [7].

Für beide Anwendungen der frei expandierenden Gasstrahlen ist es wünschenswert, die genaue Form der Verdichtungsstöße in dem aus Düse und Abschall bestehenden Strahlerzeugungs- bzw. Trennsystem in

Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen zu kennen. Dabei interessiert besonders, wie die Form der Verdichtungsstöße durch eine Variation des *Expansionsverhältnisses*, der *Gasart* sowie der *Düsen- und Abschallergeometrie* beeinflusst wird. Bei den relativ niedrigen Gasdichten und kleinen Strahldimensionen, wie sie bei der Molekularstrahlerzeugung und der Trenndüsenentmischung vorliegen, ist eine Sichtbarmachung der Strömung mit verhältnismäßig großem Aufwand verbunden. Es erschien daher zweckmäßig, die

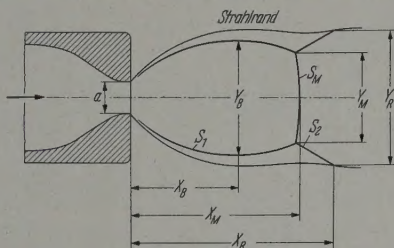


Abb. 1. Schema der Verdichtungsstöße in einem frei expandierenden Gasstrahl bei großem Expansionsverhältnis, nach [8] bis [13]

genannten Fragen zunächst bei höheren Gasdichten und größeren Strahldimensionen durch *Schlierenaufnahmen* zu untersuchen.

Schlierenaufnahmen frei expandierender Gasstrahlen liegen bereits von verschiedenen Autoren vor. Aus solchen Messungen ist bekannt, daß die Verdichtungsstöße im rotationssymmetrischen Fall die in Abb. 1 schematisch dargestellte Form haben [8] bis [13]. An rotationssymmetrischen Luftstrahlen mit Mündungsmachzahlen zwischen 1 und 3,5 ist auch bereits der Einfluß des Expansionsverhältnisses auf den Durchmesser des „Machschen“ Verdichtungsstoßes (S_M in Abb. 1) und seinen Abstand von der Düsenmündung untersucht worden [10] bis [13]. Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit haben wir diese Messungen für den aus besonders interessierenden Fall der Mündungsmachzahl 1 ergänzt, indem wir für rotationssymmetrische N_2 , H_2 , Ar- und CO_2 -Strahlen sowie für ebene N_2 -Strahlen charakteristische Abmessungen der Verdichtungsstöße S_1 , S_M und S_2 (vgl. Abb. 1) in Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis bestimmt haben. Im zweiten Abschnitt wird an rotationssymmetrischen und ebenen N_2 -Strahlen gezeigt, wie sich das System der Verdichtungsstöße ändert, wenn eine Abschallblende in verschiedenen Abständen von der Düsenmündung in die Strömung gestellt wird. Unter Benutzung der von ADAMSON und NICHOLLS aufgestellten Bedingung, daß der statische Druck hinter dem Machschen Stoß gleich dem Gegendruck im Raum hinter der Düse ist [12], wird schließlich der Strömungszustand vor dem Machschen Stoß in

¹ Bei kleineren Expansionsverhältnissen findet man beinahe quasiperiodische Strahlstrukturen; dieser Fall wird der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet.

² K. BIER u. O. HAGENA, Vortrag auf der Frühjahrstagung der Physikalischen Gesellschaft Würt.-Baden-Pfalz, Stuttgart, April 1961; erscheint demnächst in Z. Naturforsch.

Hyperschallnäherung abgeschätzt. Die Abschätzung wird zusammen mit dem aus den Schlierenaufnahmen folgenden Abstand des Machschen Stoßes von der Düse benutzt, um für große Expansionsverhältnisse in der Umgebung der Strahlachse die Mach-Zahl als Funktion des Düsenabstandes anzugeben.

I. Die Form der Verdichtungsstöße in frei expandierenden Gasstrahlen ohne Abschäler

a) Rotationssymmetrische Gasstrahlen

Bei den Schlierenaufnahmen konnte der interessierende Bereich des Expansionsverhältnisses erfaßt werden, indem das Strahlgas aus einer Druckflasche

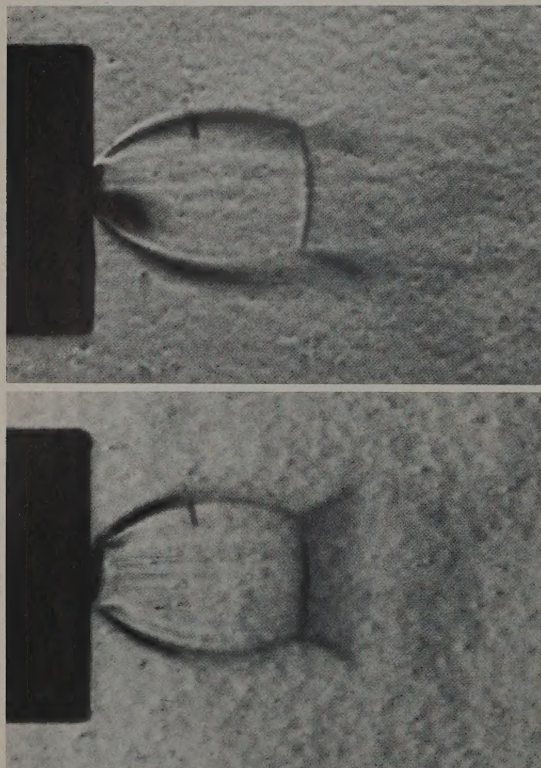


Abb. 2. Schlierenbilder eines rotationssymmetrischen N_2 -Strahls mit dem Expansionsverhältnis $p_0/p_1 = 56$ (konvergente Düse mit zylindrisch zulaufender Mündung von 1,43 mm \varnothing ; $p_1 = 20$ atm). Bei der oberen Aufnahme stand die Schlierenkante parallel, bei der unteren senkrecht zur Strahlachse

bei Einlaßdrücken $p_0 = 10 - 50$ atm entnommen und nach der Expansion bei Gegendrücken $p_1 = 0,05 - 1,0$ atm abgesaugt wurde. Mit einer konvergenten Düse von 1,4 mm Mündungsdurchmesser ergaben sich an der benutzten Schlierenapparatur mit N_2 als Strahlgas bei $p_1 = 0,05$ atm gerade noch auswertbare Schlierenbilder¹. Das größte von uns untersuchte Expansionsverhältnis betrug demzufolge ≈ 1000 ; das kleinste war $p_0/p_1 \approx 10$. Abb. 2 zeigt als Beispiel

¹ Die Versuche wurden an der Überschallversuchsanlage des Instituts für Strömungslehre und Strömungsmaschinen der Technischen Hochschule Karlsruhe ausgeführt. Die benutzte Schlierenapparatur arbeitet mit zwei Hohlspiegeln von 150 cm Brennweite; der Strahlengang in der Schlierenkammer ist parallel.

Schlierenbilder eines rotationssymmetrischen N_2 -Strahls mit dem Expansionsverhältnis 56².

Außerhalb des Verdichtungsstoßes S_1 beobachtet man im Strahlrand ein verhältnismäßig starkes, von innen nach außen gerichtete Dichtegefälle, das von der Düsenmündung ausgeht und sich mit abnehmender Stärke ungefähr bis zum Strahlbauch erstreckt. Dieses Dichtegefälle dürfte im wesentlichen durch den Temperaturunterschied zwischen dem bei Expansion abgekühlten Strahlgas und dem auf Umgebungstemperatur befindlichen, ruhenden Außengas hervorgerufen werden.

Im Strömungsgebiet unmittelbar hinter der Düsenmündung besteht auch in Strahlrichtung ein merkliches Dichtegefälle. In Abb. 2 ist jedoch keine entsprechende Aufhellung zu erkennen. Das beruht offenbar darauf, daß wegen der nichtlinearen Schwärzungskurve des Filmmaterials bei gleichem Absolutwert des Dichtegradienten die Schwärzung intensiver erscheint als die Aufhellung. Vertauscht man die Rollen von Schwärzung und Aufhellung, indem man die Schlierenkante von der entgegengesetzten Seite in den optischen Strahlengang einführt, so tritt die starke Dichteabnahme im Strömungsgebiet hinter der Düsenmündung klar in Erscheinung.

Zur quantitativen Beschreibung des Strahlverlaufs charakterisieren wir die Form der Verdichtungsstöße durch sechs, in Abb. 1 eingezeichnete Linearabmessungen. Diese Abmessungen wurden aus den auf dem Format DIN A5 vergrößerten Schlierenbildern abgelesen und auf den Mündungsdurchmesser a normiert. Abb. 3 zeigt die normierten Strahldimensionen für rotationssymmetrische N_2 -Strahlen in Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis. Die durch volle Kreise bezeichneten Meßpunkte gehören zu einer zylindrisch zulaufenden Düse mit 1,43 mm \varnothing , die durch Kreuze zu einer Düse von ähnlichem Profil, aber etwa doppelt so großem Durchmesser ($a = 2,95$ mm)³; die durch hohle Kreise bezeichneten Meßpunkte wurden mit einer konvergenten Düse mit konisch zulaufender Mündung gewonnen ($a = 1,41$ mm)⁴.

Nach Abb. 3 stimmen die normierten Strahldimensionen für die verschiedenen Düsen innerhalb der Fehlergrenze überein, ein Einfluß des Düsenprofils auf die Strahlform ist im Fall der konvergenten Düse also nicht festzustellen. Dieser Befund entspricht dem Ergebnis von Trennversuchen, die für konvergente Düsen mit zylindrischem bzw. konischem Profil den gleichen Strömungsverlauf und Trenneffekt ergeben hatten [7].

Ein Vergleich der x - und y -Werte in Abb. 3 zeigt, daß sowohl die Abstände als auch die Durchmesser im untersuchten Bereich des Expansionsverhältnisses untereinander praktisch in einem konstanten Verhältnis stehen. Man erhält im Mittel $x_B : x_M : x_R = 0,63 : 1,20$ und $y_B : y_M : y_R = 1,21 : 1,43$; dabei beträgt das

² Bei den in Abb. 2 gezeigten Aufnahmen wurde mit einer Xenon-Hochdrucklampe und einer Belichtungszeit von $1/50$ sec gearbeitet. Die Konturen der Verdichtungsstöße sind bei der verhältnismäßig langen Belichtungszeit, offenbar als Folge schwacher Oszillationen, etwas verbreitert. Bei Beleuchtung mit Einzelfunken ($\approx 3 \cdot 10^{-6}$ sec) ergaben sich schärfere Konturen der Verdichtungsstöße; diese Aufnahmen eignen sich jedoch wegen der geringeren Lichtstärke nicht gut für die Wiedergabe im Druck.

³ Das Düsenprofil ist aus Abb. 1 zu entnehmen.

⁴ Erwartungsgemäß ergab sich bei den verwendeten Gasdrücken kein Einfluß des Absolutdruckes auf die Strahlform; daher wurden die bei verschiedenen Drücken gewonnenen Ergebnisse in Abb. 3 nicht unterschieden. Die Meßpunkte in Abb. 3 bedeuten Mittelwerte aus mehreren Schlierenaufnahmen (mindestens 2, in einigen Fällen bis zu 7). — Für die Hilfe bei der Auswertung der Schlierenbilder danken wir Fräulein B. GEBAUER.

reue der einzelnen Meßwerte maximal $\pm 8\%$. Für $p_0/p_1 \approx 30$ wird die Abhängigkeit der Strahldimensionen vom Expansionsverhältnis nach Abb. 3 doppelt-logarithmischer Darstellung durch Geraden wiedergegeben, deren Steigung im Fall der Abstandsverhältnisse zwischen 0,50 und 0,52 im Fall der Durchmesser zwischen 0,56 und 0,58 liegt. Bei diesen Expansionsverhältnissen steigen also die Abstände und die Durchmesser der Verdichtungsstöße etwa mit der Quadratwurzel aus dem Expansionsverhältnis an.

Für den Düsenabstand und den Durchmesser des Machschen Stoßes war dieser Zusammenhang bereits aus den Messungen von LOVE

Mitarb. [10], [13] sowie von ADAMSON und NICHOLLS [12] bekannt. Die Ergebnisse dieser Autoren sind in Abb. 3 als strichpunktierte bzw. punktierte Kurven eingetragen. Unsere Werte für x_M stimmen innerhalb der Fehlergrenze mit denen von ADAMSON und NICHOLLS überein; die x_M - und y_M -Werte von LOVE Mitarb. sind für $p_0/p_1 \approx 50$ um etwa 10%, für $p_0/p_1 \approx 200$ um etwa 20% kleiner.

Abb. 3 enthält außerdem noch eine theoretische Kurve für x_M von ADAMSON und NICHOLLS [12]. Ihre Berechnung geht von der Annahme aus, daß die Lage des Stoßes S_M dadurch bestimmt ist, daß der statische Druck hinter S_M mit dem Gegendruck p_1 übereinstimmt. Wie ADAMSON und NICHOLLS zeigten und wie auch aus Abb. 3 abzulesen ist, wird der Abstand x_M durch diese Bedingung im untersuchten Bereich des Expansionsverhältnisses innerhalb der Fehlergrenze richtig wiedergegeben.

b) Ebene Gasstrahlen

In Abb. 4 sind Schlierenbilder eines ebenen N_2 -Strahles mit dem Expansionsverhältnis $p_0/p_1 = 52$ wiedergegeben; der Strahl wurde mit einer konvergenten Schlitzdüse von 0,3 mm Mündungsweite und 15 mm Schlitzlänge (senkrecht zur Bildebene der Abb. 4) erzeugt.

Aus Abb. 4 geht hervor, daß in der ebenen Strömung ein System von Verdichtungsstößen mit ähnlicher Struktur wie im rotationssymmetrischen Fall auftritt. In Abb. 5 sind die auf die Düsenweite normierten Strahlabmessungen für eine Versuchsserie mit Expansionsverhältnissen zwischen 10 und ≈ 200 dargestellt.

Ein Vergleich mit Abb. 3 zeigt, daß die normierten Abstände und „Durchmesser“ der Verdichtungsstöße bei gleichem Expansionsverhältnis im ebenen Fall wesentlich größer sind und mit zunehmendem Expansionsverhältnis stärker ansteigen als im rotationssymmetrischen Fall. Die Abstandsverhältnisse x_M/x_B und x_R/x_M sind im ebenen Fall nicht konstant, sondern

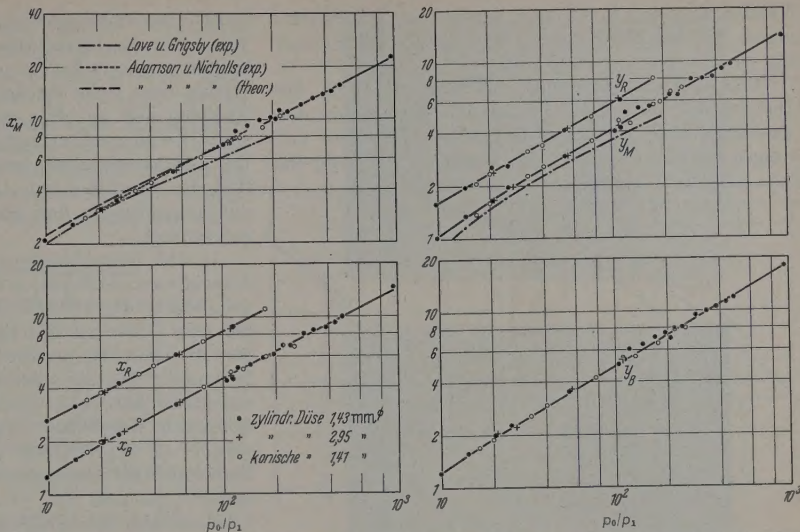


Abb. 3. Die auf den Mündungsdurchmesser bezogenen, in Abb. 1 eingezeichneten Abstände und Durchmesser der Verdichtungsstöße in rotationssymmetrischen N_2 -Strahlen in Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis. (Vgl. Anmerkung 4 auf S. 494)

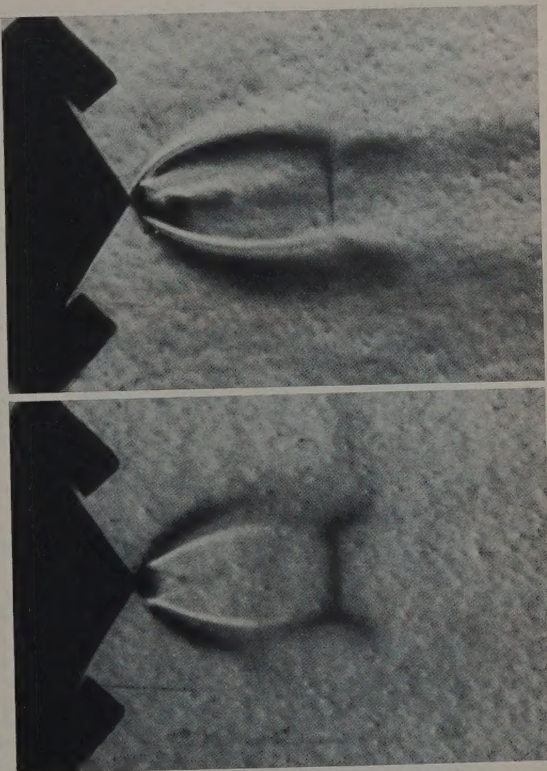


Abb. 4. Schlierenbilder eines aus einer konvergenten Schlitzdüse austretenden N_2 -Strahls mit dem Expansionsverhältnis $p_0/p_1 = 52$ ($p_0 = 10$ atm). Die Schlierenkante stand im oberen Bild parallel, im unteren senkrecht zur Symmetrieebene des Strahls

werden im untersuchten Bereich mit steigendem Expansionsverhältnis merklich kleiner. Das gleiche gilt für das Verhältnis y_B/y_M , das nach Abb. 5 für Expansionsverhältnisse $p_0/p_1 > 100$ nahezu gleich 1 ist. Bei diesen Expansionsverhältnissen mündet der

Verdichtungsstoß S_1 also fast parallel zur Symmetrieebene des Strahles in die Verzweigung mit S_2 und S_M ein.

Während im rotationssymmetrischen Fall die Durchmesser der Verdichtungsstöße etwa mit der Quadratwurzel aus dem Expansionsverhältnis ansteigen (s. oben), nehmen die Größen y_B und y_M im

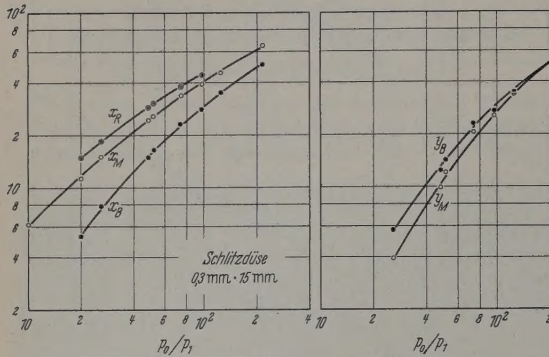


Abb. 5. Die auf die Düsenweite bezogenen Abstände und „Durchmesser“ der Verdichtungsstöße in ebenen N_2 -Strahlen in Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis

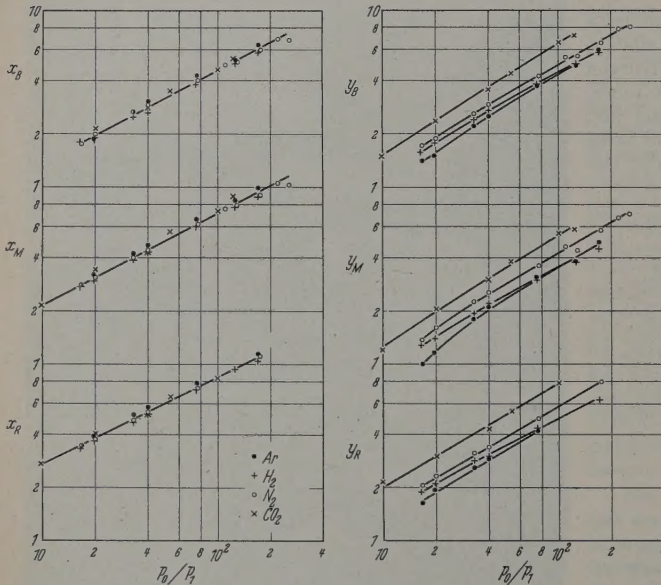


Abb. 6. Die normierten Abstände und Durchmesser der Verdichtungsstöße in rotationssymmetrischen Ar-, H_2 -, N_2 - und CO_2 -Strahlen als Funktion des Expansionsverhältnisses

ebenen Fall für genügend große Expansionsverhältnisse ungefähr linear mit p_0/p_1 zu. Für beide Strahlgeometrien wachsen demnach bei genügend großen Expansionsverhältnissen der von S_1 begrenzte Teil des Strahlquerschnittes $x = x_B$ sowie die Fläche von S_M ungefähr proportional zum Expansionsverhältnis. Darüber hinaus folgt aus Abb. 3 und 5, daß auch die Absolutwerte der auf den Mündungsquerschnitt bezogenen Querschnittsflächen der Verdichtungsstöße für beide Strahlgeometrien annähernd gleich sind.

c) Einfluß der Gasart

Ein Einfluß der Gasart auf den Strömungsverlauf frei expandierender Gasstrahlen ist bei Vernachlässi-

gung von Reibungseffekten nur dann zu erwarten, wenn sich die betrachteten Gase im Adiabatenexponenten κ unterscheiden oder wenn Kondensations effekte eine Rolle spielen. Durch Vergleich der N_2 -Strahlen mit Ar-, H_2 - und CO_2 -Strahlen wurde versucht, einen qualitativen Überblick über den Einfluß des Adiabatenexponenten und einen eventuellen Einfluß der Strahlkondensation auf die Lage der Verdichtungsstöße in den überexpandierten Gasstrahlen zu gewinnen.

In Abb. 6 sind für diese Gase die normierten Strahldimensionen als Funktion des Expansionsverhältnisses dargestellt. Die CO_2 -Strahlen wurden mit der zylindrischen Düse von 1,43 mm \varnothing erzeugt, während für die Ar- und H_2 -Strahlen die konische Düse von 1,41 mm \varnothing benutzt wurde; als Vergleichswerte für N_2 wurden in Abb. 6 nur die mit der konischen Düse gewonnenen Ergebnisse eingetragen. Nach den Messungen an N_2 -Strahlen sollte der Unterschied in Düsensprofil für den angestrebten Vergleich keine Rolle spielen (vgl. Abb. 3).

Nach Abb. 6 sind die normierten Abstände für alle untersuchten Gase innerhalb der Fehlergrenze gleich. Die Durchmesser zeigen für Ar und CO_2 die gleiche relative Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis wie für N_2 , jedoch sind die Absolutwerte für Ar im Mittel um 20% kleiner, für CO_2 um 20 bis 30% größer als für N_2 . Für H_2 liegen die y -Werte bei kleinen Expansionsverhältnissen zwischen denen für N_2 und Ar, während sie für $p_0/p_1 \approx 50$ praktisch mit den Werten für Ar zusammenfallen¹.

Der Unterschied in den Durchmessern der Verdichtungsstöße bei den Ar-, N_2 - und CO_2 -Strahlen ist vergleichbar mit dem bekannten gasdynamischen Ergebnis, daß die Stromflächen frei expandierender Gasstrahlen bei gleichem Expansionsverhältnis um so stärker aufgeweitet sind, je kleiner der Adiabatenexponent, d.h. je größer der spezifische Wärme des betreffenden Gases ist². Das besondere Verhalten des H_2 wird dadurch zu erklären, daß bei diesem Gas schon bei relativ kleinen Expansionsverhältnissen als Folge der Temperatureniedrigung im Strahl die Rotationsfreiheit teilweise einfrieren, der Wasserstoff sich bei weiterer Expansion also wie ein 1-atomiges Gas verhält.

Bei den Versuchen mit CO_2 war bei den Einlaßdrücken $p_0 = 10$ und 20 atm ein teilweise Kondensation des Strahlgases im Strömungsgebiet hinter der Düsenmündung mit bloßem Auge als Trübung zu erkennen. Es muß daher mit de-

¹ Dabei sind die über den untersuchten Bereich des Expansionsverhältnisses gemittelten Durchmesser verhältnisse y_B/y_M und y_R/y_M für alle untersuchten Gase nahezu gleich.

	Ar	H_2	N_2	CO_2
y_B/y_M . .	1,26	1,26	1,21	1,19
y_R/y_M . .	1,49	1,45	1,43	1,45

² Der κ -Einfluß auf die Strahlform wird z.B. in [1] theoretisch untersucht. Vgl. auch O. HAGENA, Diplomarbeit Marburg, 1957. In dieser Arbeit werden die Stromflächen von frei expandierenden CO_2 - und UF_6 -Strahlen verglichen. En-

öglichkeit gerechnet werden, daß die Strahlform zw. die Form der Verdichtungsstöße beim CO_2 auch durch die Strahlkondensation beeinflusst wird. Allerdings wurde auch im Fall des CO_2 für $p_0 = 5, 10$ und 20 atm innerhalb der Fehlergrenze keine Abhängigkeit der γ -Werte vom Absolutdruck gefunden. Daraus scheint hervorzugehen, daß ein Einfluß der Strahlkondensation auf die Abmessungen der Verdichtungsstöße im vorliegenden Fall nicht erheblich sein kann.

II. Versuche mit Abschälblende

Bei den Entmischungsversuchen und bei der Molekularstrahlerzeugung mit Düsen benutzt man zur Erzeugung des Strahls in Kern- und Mantelteil eine *Abschälblende*, die im rotationssymmetrischen Fall *konisch*, im ebenen Fall *dachförmig* ausgebildet ist. Durch dieses Profil sowie durch sorgfältige Herstellung einer möglichst scharfen Abschälerschneide soll erreicht werden, daß die Strömung im Gebiet zwischen Düse und Abschäler durch die Anwesenheit des Abschälers möglichst wenig beeinflusst wird¹. Mit Hilfe von Schlierenaufnahmen sollte festgestellt werden, inwieweit unter gasdynamischen Strömungsbedingungen ein störungsfreies Ausblenden des Kernteils mit den üblicherweise benutzten Abschälertypen möglich ist.

Abb. 7 zeigt eine Auswahl von Schlierenbildern aus einer Versuchsserie, in der für einen rotationssymmetrischen N_2 -Strahl mit konstantem Expansionsverhältnis die Entfernung zwischen Düsenmündung und Abschäleröffnung, X_A , variiert wurde². In Abb. 8 sind entsprechende Aufnahmen für einen ebenen N_2 -Strahl wiedergegeben. Die Giebelseiten des Schlitz-Abschälers waren offen, so daß in diesem Fall auch die Strömung *hinter* dem Abschäler sichtbar ist. Bei allen Versuchen war der statische Druck vor und hinter dem Abschäler gleich groß.

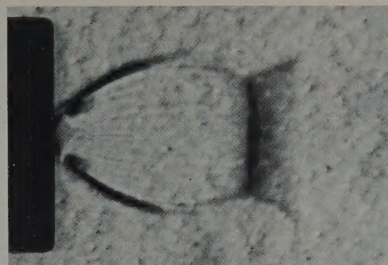
Nach Abb. 7 und 8 wird das System der Verdichtungsstöße bei Annäherung des Abschälers aus größerer Entfernung zunächst in der Weise verformt, daß sich die Verzweigung der Stöße S_1 , S_M und S_2 in Richtung auf die Düsenmündung verschiebt. Dabei kann die Verzweigung auch dann noch deutlich *vor* der Abschälermündung liegen, wenn diese näher an der Düsenmündung steht als der Verdichtungsstoß S_M in der ungestörten Strömung (Abb. 7c und 8b). In Abb. 7d ist gerade der Fall dargestellt, daß die Verzweigung der Verdichtungsstöße in der Mündungsebene des Abschälers liegt; bei noch kleineren Abständen setzt ein schräger Verdichtungsstoß am Abschälerrand an (Abb. 7e und 8d).

Eine genauere Prüfung zeigt, daß der *vor* der Verzweigung liegende Teil des Strahlrandes und des Verdichtungsstoßes S_1 unabhängig von der Abschälereinstellung ist. Ein solches Ergebnis war zu erwarten, da sich nach gasdynamischen Überlegungen eine vom Abschäler verursachte Störung nicht stromaufwärts

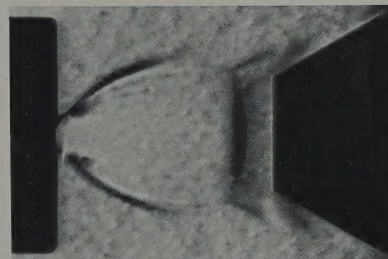
brechend der größeren spezifischen Wärme des UF_6 sind die UF_6 -Stromflächen stärker nach außen umgelenkt als die entsprechenden Stromflächen des CO_2 .

¹ Vgl. [1] bis [3] sowie [7], Anm. 9. In der vorliegenden Arbeit wurden konische Abschäler mit dem Außenwinkel 60° und dem Innenwinkel 45° benutzt; beim Schlitz-Abschäler waren die entsprechenden Werte 90° und 45° .

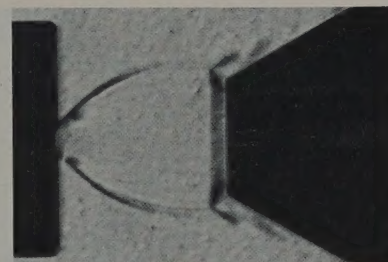
² Der Abschäler war in die Schlierenkammer fest eingebaut; das Düsenrohr ließ sich in einer zentrierten Führung von außen kontinuierlich verschieben.



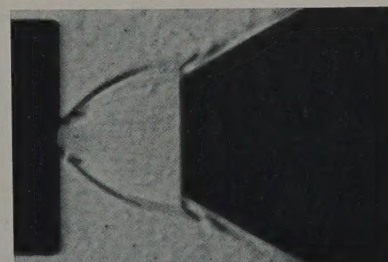
a



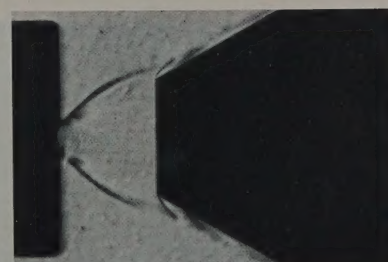
b



c

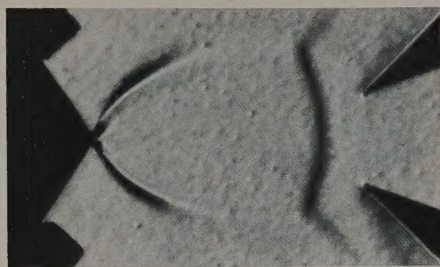


d

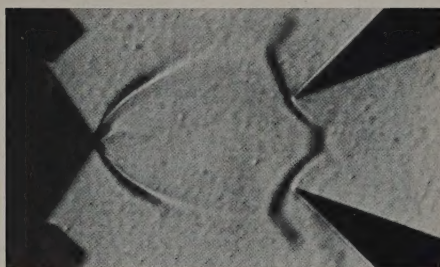


e

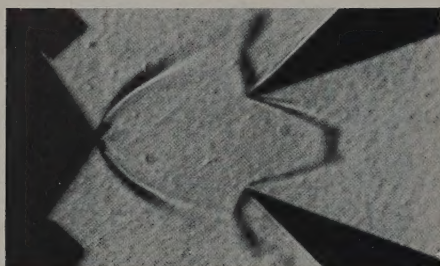
Abb. 7. Schlierenbilder eines rotationssymmetrischen N_2 -Strahls mit einer konischen Abschälblende in verschiedenen Abständen von der Düsenmündung (konisch zulaufende Düse mit 1,41 mm Mündungsdurchmesser; Durchmesser der Abschäleröffnung $Y_A = 5,0$ mm; $p_0/p_1 = 77$; $p_0 = 20$ atm; Schlierenkante senkrecht zur Strahlachse)



a



b



c



d



e

Abb. 8. Schlierenbilder eines ebenen N_2 -Strahls mit einem seitlich offenen, dachförmigen Abschäler (konvergente Schlitzdüse von 0,3 mm Mündungsweite, Weite des Abschälerpalses $X_A = 4,0$ mm; $p_0/p_1 = 75$; $p_0 = 10$ atm; Schlierenkante senkrecht zur Symmetrieebene des Strahls)

in eine Überschallströmung fortpflanzen kann. Umgekehrt mußte für Abschälerabstände $X_A > X_M$ mit einem stromaufwärts wirkenden Einfluß des Abschälers gerechnet werden, da hinter S_M eine Unterschallströmung vorliegt. Aus den in Abb. 7 und 8 dargestellten Versuchsreihen folgt als bemerkenswertes Ergebnis, daß ein stromaufwärts wirkender Einfluß des Abschälers auch dann eintritt, wenn der Abschälerabstand X_A kleiner als X_M , aber größer als der Düsenabstand des Bauches von S_1 in der ungestörten Strömung ist. Dieses Verhalten wurde auch bei anderen Expansionsverhältnissen und Abschälerweiten gefunden.

Die Versuchsreihe in Abb. 8 zeigt, daß bei Annäherung des Abschälers an die Düse der Verdichtungsstoß S_M in zunehmendem Maße in den Abschäler hereingezogen wird. Dabei ist auch hinter dem Abschäler ein Wechsel im Strömungsbild festzustellen, wenn der Abstand des Abschälers den Abstand des Bauches von S_1 unterschreitet: Bei Abständen $X_A \lesssim X_B$, bei denen außerhalb des Abschälers ein schräger Verdichtungsstoß an der Schneide anliegt, tritt hinter der Abschäleröffnung neben dem System von Verdichtungsstößen ein freier Strahlrand auf (Abb. 8c, obere Schneide, sowie Abb. 8d und 8e). In diesen Fällen sieht das Strömungsbild hinter dem Abschäler ähnlich aus wie das einer freien Expansion mit einer Mündungsmachzahl größer als 1 (vgl. [11] bis [13]). Bei Abschälerabständen $X_A \gtrsim X_M$ gehen die Verdichtungsstöße hinter der Abschäleröffnung, ohne an der Abschälerschneide anzuliegen, das Stoßsystem außerhalb des Abschälers über; ein freier Strahlrand ist in diesem Fall hinter dem Abschäler nicht zu erkennen.

III. Abschätzung des Strömungszustandes vor dem Machschen Verdichtungsstoß

Der Strömungszustand in der Innenzone frei expandierender Strahlen (vor dem Verdichtungsstoß S_M) läßt sich nach bekannten gasdynamischen Verfahren theoretisch bestimmen, für große Expansionsverhältnisse ist der Aufwand allerdings beträchtlich. OWEN und THORNHILL haben eine solche Berechnung nach dem Charakteristikenverfahren für einen frei expandierenden, rotationssymmetrischen Gasstrahl mit der Mündungsmachzahl 1 in der Umgebung der Strahlachse bis zum Düsenabstand $X \approx 10$ durchgeführt [14]. Die Berechnung erfaßt damit für ein Expansionsverhältnis $p_0/p_1 \approx 200$ den vor dem Stoß S_M liegenden Teil der Strömung. Für noch größere Expansionsverhältnisse wird im folgenden der Strömungszustand vor S_M durch Anwendung der Hyperschallnäherung der Gasdynamik¹ in Verbindung mit der Druckbedingung von ADAMSON und NICHOLSON abgeschätzt.

Für die Abschätzung wird vorausgesetzt, daß der Strömungszustand vor dem Verdichtungsstoß S_M (p' , T' , M') durch isentrope Expansion eines idealen Gases konstanter spezifischer Wärme aus dem Ausgangszustand (p_0 , T_0 , $M_0 = 0$) hervorgeht. Der Strömungszustand vor S_M ist dann z. B. durch Angabe der

¹ Hyperschallströmungen sind dadurch gekennzeichnet, daß die Enthalpie des strömenden Gases klein im Vergleich zur gerichteten kinetischen Energie ist. Für Gase mit $\kappa = 1,4$ ist die Hyperschallnäherung im allgemeinen schon für Machzahlen $\gtrsim 5$ brauchbar; vgl. z. B. [15] oder [16].

lichteverhältnisses ϱ_0/ϱ' bestimmt, das sich unter Verwendung des Zustandes *hinter* S_M (\hat{p} , \hat{T} , \hat{M}) in der Form

$$\frac{\varrho_0}{\varrho'} = \frac{p_0 \cdot \hat{T} \cdot \hat{\varrho}}{\hat{p} \cdot T_0 \cdot \varrho'} \quad (1)$$

schreiben läßt. Mit steigender Mach-Zahl der Strömung nähern sich bekanntlich das Dichteverhältnis ϱ'/ϱ und das Temperaturverhältnis \hat{T}/T_0 maximalen Grenzwerten. Der Grad der Annäherung an die Grenzwerte ist einfach zu übersehen, wenn diese Größen als Funktion des Temperaturverhältnisses \hat{T}/T_0 ausgedrückt werden (vgl. z.B. [15], S. 139):

$$\frac{\hat{\varrho}}{\varrho'} = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \cdot \left(1 - \frac{T'}{T_0}\right), \quad (2)$$

$$\frac{\hat{T}}{T_0} = \frac{4\kappa}{(\kappa + 1)^2} \left\{1 - \frac{(\kappa - 1)^2}{4\kappa} \frac{T'}{T_0} \left(1 - \frac{T'}{T_0}\right)^{-1}\right\}. \quad (3)$$

Die relative Abweichung von den Hyperschallgrenzwerten ist für $\hat{\varrho}/\varrho'$ vom Betrag T'/T_0 , für \hat{T}/T_0 dagegen wesentlich kleiner, da der Faktor $(\kappa - 1)^2/4\kappa$ für alle möglichen κ -Werte unter 0,07 liegt. Die Maximalwerte von $\hat{\varrho}/\varrho'$ und von \hat{T}/T_0 sind in der

Tabelle				
κ	$\left(\frac{\hat{\varrho}}{\varrho'}\right)_{\max}$	$\left(\frac{\hat{T}}{T_0}\right)_{\max}$	$\frac{4\kappa}{\kappa^2 - 1}$	$\psi(\kappa)$
1,67	4,0	0,938	3,75	1,22
1,40	6,0	0,973	5,83	1,51
1,30	7,67	0,983	7,54	1,71

Tabelle (Spalte 2 und 3) für verschiedene κ -Werte zusammengestellt; der Maximalwert von \hat{T} liegt nur wenig unter T_0 .

Die aus den Gl. (1) bis (3) folgende Beziehung

$$\frac{\varrho_0}{\varrho'} = \frac{4\kappa}{\kappa^2 - 1} \cdot \frac{p_0}{\hat{p}} \left[1 - \frac{T'}{\hat{T}_{\max}}\right] \quad (4)$$

geht bei Gleichsetzung der Drucke \hat{p} und p_1 nach DAMSON und NICHOLLS [12] in Hyperschallnäherung, d.h. für $T'/T_0 \approx T'/\hat{T}_{\max} \ll 1$, über in

$$\frac{\varrho_0}{\varrho'} \approx \frac{4\kappa}{\kappa^2 - 1} \cdot \frac{p_0}{p_1}. \quad (5)$$

In derselben Näherung erhält man für das Verhältnis der Stromdichten im engsten Querschnitt, ϱ^*w^* , und im Verdichtungsstoß, $\varrho'w'^1$,

$$\frac{\varrho^*w^*}{\varrho'w'} \approx \psi(\kappa) \cdot \frac{p_0}{p_1} \quad (6)$$

mit

$$\psi(\kappa) = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \cdot \frac{2\kappa}{(\kappa^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}.$$

Die von κ abhängigen Faktoren des Dichte- und des Stromdichteverhältnisses sind in der Tabelle ebenfalls

¹ Für das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit vor dem Machschen Stoß, w' , zur Strömungsgeschwindigkeit im engsten Strahlquerschnitt, w^* , gilt allgemein: $w'/w^* = (\hat{\varrho}/\varrho')^{\frac{1}{2}}$ [Gl. (2)]; außerdem ist zu berücksichtigen, daß $\frac{\varrho^*}{\varrho_0} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}$. Vgl. hierzu z.B. [15], [16].

eingetragen (Spalte 4 und 5). Bei einem festen Wert des „äußeren“ Expansionsverhältnisses p_0/p_1 sind danach das Dichteverhältnis ϱ_0/ϱ' und das Stromdichteverhältnis $\varrho^*w^*/\varrho'w'$ um so größer, je kleiner κ , d.h. je größer die spezifische Wärme des Strahlgases ist. Dagegen ist das zugehörige *Druckverhältnis*

$$\frac{p_0}{p'} \approx \left\{\frac{4\kappa}{\kappa^2 - 1} \cdot \frac{p_0}{p_1}\right\}^{\kappa} \quad (7)$$

für 1-atomige Gase am größten. Dies gilt auch, wenn man verschiedene Gase bei einem festen Wert des *Düsenabstandes* vergleicht, da ja der Abstand des Machschen Stoßes nach den Schlierenaufnahmen von κ nicht merklich abhängt (Abb. 6).

Aus den Schlierenaufnahmen folgte für rotations-symmetrische und für ebene Gasstrahlen, daß das *Flächenverhältnis* des Machschen Stoßes zum engsten

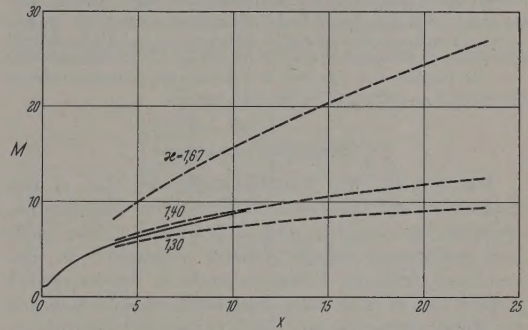


Abb. 9. Der Verlauf der Mach-Zahl auf der Achse eines frei expandierenden, rotationssymmetrischen Gasstrahls mit der Mündungsmachzahl 1 (κ ist der auf den Mündungsdurchmesser a bezogene Abstand von der Düsenmündung). Die durchgezogene Kurve wurde von OWEN und THORNHILL für $\kappa = 1,40$ nach dem Charakteristikenverfahren berechnet [14], die gestrichelten Kurven wurden mit der Hyperschall-Näherung unter Verwendung des empirischen Zusammenhangs zwischen x_M und p_0/p_1 bestimmt

Strahlquerschnitt bei genügend großen Expansionsverhältnissen ungefähr proportional zu p_0/p_1 ist. Mit Gl. (6) ergibt sich daraus unmittelbar die Aussage, daß der relative Strahlenteil, der den Machschen Stoß durchsetzt, bei großen Expansionsverhältnissen ungefähr konstant ist, d.h. daß S_M nahezu eine feste Lage in bezug auf die Stromlinien einnimmt. Dabei wird vorausgesetzt, daß der Strömungszustand über die ganze Fläche von S_M ungefähr konstant ist. Diese Annahme erscheint gerechtfertigt, da S_M nur schwach gekrümmt ist und da diese Krümmung hauptsächlich auf der Divergenz der überexpandierten Strömung vor S_M und nicht auf einem Unterschied in der Mach-Zahl beruhen dürfte.

Für rotationssymmetrische Gasstrahlen wurde bei den Schlierenaufnahmen gefunden, daß der *Abstand* des Machschen Stoßes von der Düsenmündung ungefähr proportional zu $(p_0/p_1)^{\frac{1}{2}}$ ist. Nach Gl. (5) und (6) nehmen demnach die Dichte und die Stromdichte im Hyperschallbereich in der Umgebung der Strahlachse etwa umgekehrt proportional zum Quadrat des Düsenabstandes ab.

Im Rahmen der Hyperschallnäherung läßt sich auf Grund des „Überexpansionsverhältnisses“ p_0/p' [Gl. (7)] auch die *Mach-Zahl* vor dem Machschen Stoß (M') als Funktion des äußeren Expansionsverhältnisses p_0/p' angeben. Man erhält daraus die Mach-Zahl als Funktion des *Düsenabstandes*, wenn

man den durch Schlierenaufnahmen gewonnenen empirischen Zusammenhang zwischen dem Abstand des Machschen Stoßes und dem äußeren Expansionsverhältnis zugrunde legt. In Abb. 9 ist für verschiedene κ -Werte der so ermittelte Verlauf der Mach-Zahl auf der Achse eines frei expandierenden, rotationssymmetrischen Gasstrahls mit der Mündungsmachzahl 1 dargestellt (gestrichelte Kurven)¹. Zum Vergleich zeigt die durchgezogene Kurve den von OWEN und THORNHILL nach dem Charakteristikverfahren für $\kappa = 1,40$ berechneten Verlauf [14]. Der aus der Hyperschallnäherung folgende Wert von M' liegt bei $p_0/p_1 = 200$ nur um etwa 2%, bei $p_0/p_1 = 50$ nur um etwa 5% höher als das Ergebnis der exakten Rechnung.

Es ist zu berücksichtigen, daß der Adiabatenexponent κ beim Durchlaufen großer Expansionsverhältnisse in vielen Fällen wegen der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme und eventuell wegen unvollständiger Akkomodation innerer Freiheitsgrade nicht konstant sein wird. Dieser Umstand ist auch bei einem Teil der Schlierenaufnahmen in Betracht zu ziehen. Er wirkt sich jedoch nicht auf die in Abb. 9 angegebenen, für konstante κ -Werte gültigen Näherungskurven aus, da hierbei nur der von κ unabhängige Zusammenhang zwischen α_M und p_0/p_1 verwendet wurde.

Zusammenfassung

Das System der Verdichtungsstöße, das in frei expandierenden Gasstrahlen bei größeren Expansionsverhältnissen auftritt, wird in bekannter Weise nach dem Schlierenverfahren sichtbar gemacht. In Erweiterung früherer Versuche anderer Autoren wird gezeigt, daß in *rotationssymmetrischen* Gasstrahlen mit der Mündungsmachzahl 1 bei Expansionsverhältnissen zwischen 10 und 10^3 charakteristische Linearabmessungen der Verdichtungsstöße etwa mit der Quadratwurzel aus dem Expansionsverhältnis ansteigen. Mit N_2 , H_2 , Ar und CO_2 als Strahlgas ergeben sich für die charakteristischen *Abstände* der Stöße von der Düsenmündung innerhalb der Fehlergrenze gleiche Werte, dagegen nehmen die charakteristischen *Durchmesser* mit steigender spezifischer Wärme des Gases zu. Im Fall *ebener* Gasstrahlen wird ein ähnliches System von Verdichtungsstößen gefunden; die auf die Düsenweite normierten Linearabmessungen sind jedoch erheblich größer und wachsen mit steigendem Expansionsverhältnis wesentlich stärker als im rotationssymmetrischen Fall.

Die Veränderung des Verdichtungsstoßsystems durch eine *Abschälblende*, wie sie bei der Erzeugung intensiver Molekularstrahlen mit Düsen und beim Trenndüsenverfahren zur Zerlegung des Strahls in

Kern- und Mantelteil dient, wird im rotationssymmetrischen und im ebenen Fall untersucht. Steht die Abschälerschneide dichter an der Düsenmündung als der Strömungsbauch der ungestörten Strömung, so bildet sich außerhalb des Abschälers ein an der Schneide anliegender schräger Stoß aus, während sich hinter der Abschäleröffnung ein Strömungsbild wie bei einer freien Expansion mit einer Mündungsmachzahl größer als 1 ergibt. Bei größerem Abschälerabstand wird das Verdichtungsstoßsystem der ungestörten Strömung teilweise in den Abschäler hereingezogen, wobei keine deutliche Trennung der Stöße vor und hinter dem Abschäler festzustellen ist.

Der Strömungszustand unmittelbar vor dem *Machschen Stoß*, der die überexpandierte Innenzone in Strahlrichtung abschließt, wird unter Verwendung einer von ADAMSON und NICHOLLS aufgestellten Druckbedingung in Hyperschallnäherung als Funktion des von außen aufgeprägten Expansionsverhältnisses berechnet. Durch Kombination dieses Ergebnisses mit dem aus den Schlierenaufnahmen folgenden Zusammenhang zwischen dem Abstand des Machschen Stoßes von der Düsenmündung und dem äußeren Expansionsverhältnis wird für große Expansionsverhältnisse in der Umgebung der Strahlachse die *Mach-Zahl* als Funktion des *Düsenabstandes* gewonnen.

Herrn Professor Dr. E.W. BECKER und Herrn Professor Dr.-Ing. H. MARCINOWSKI sowie Herrn Dr.-Ing. G.A. EUTENEUER danken wir für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse.

Literatur: [1] KANTROWITZ, A., and J. GREY: *Rev. Sci. Instrum.* **22**, 328 (1951). — [2] KISTIAKOWSKY, G.B., and W.P. SLICHTER: *Rev. Sci. Instrum.* **22**, 333 (1951). — [3] BECKER, E.W., u. K. BIER: *Z. Naturforsch.* **9a**, 975 (1954). — [4] BECKER, E.W., K. BIER u. H. BURGHOF: *Z. Naturforsch.* **10a**, 565 (1955). — [5] BECKER, E.W., W. BEYRICH, K. BIER, H. BURGHOF u. F. ZIGAN: *Z. Naturforsch.* **12a**, 609 (1957). — [6] BECKER, E.W., u. R. SCHÜTTE: *Z. Naturforsch.* **15a**, 3 (1960). — [7] BIER, K.: *Z. Naturforsch.* **15a**, 714 (1960). — [8] SCHARDIN, H.: *VDI-Forsch.-Heft* 367 (1934). — [9] HARMANN, J., and F. LAZARUS: *Phil. Mag.* **31**, 35 (1940). — [10] LOVE, E.S., u. C.E. GRIGSBY: *NACA, RML* 54 L 3 1955. — [11] WILCOX, D.E., A. WEIR, J.A. NICHOLLS and R. DUNLAP: *J. Aeronaut. Sci.* **24**, 150 (1957). — [12] ADAMSON, T.C., and J.A. NICHOLLS: *J. Aero/Space Sci.* **2**, (1959). — [13] LOVE, E.S., C.E. GRIGSBY, L.P. LEE, M.J. WOODLING: *NASA TR R-6*. — [14] OWEN, P.J., and C.K. THORNHILL: *Brit. A.R.C. Techn. Report R. M. 261* 1952. — [15] SAUER, R.: Einführung in die theoretische Aerodynamik. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1960. — [16] OSWATTSCH, K.: *Gasdynamik*. Wien: Springer 1952.

Dr. K. BIER,
Kernforschungszentrum Karlsruhe,
Institut für Kernverfahrenstechnik
der Technischen Hochschule

Dipl.-Ing. B. SCHMIDT,
Institut für Strömungslehre und Strömungsmaschinen
der Technischen Hochschule Karlsruhe

¹ Dabei wurde die aus Abb. 6 für $p_0/p_1 \leq 200$ folgende Aussage, daß der Abstand des Machschen Stoßes innerhalb der Fehlergrenze nicht von κ abhängt, auch für größere Expansionsverhältnisse zugrunde gelegt.

Untersuchungen zur direkten Energieumwandlung mit der Cs-Diode

Von KARL-GEORG GÜNTHER

Mit 13 Textabbildungen

(Eingegangen am 26. Mai 1961)

1. Einleitung

In den letzten Jahren wurden zahlreiche Arbeiten bekannt, die sich mit der direkten Umwandlung von Wärme in elektrische Energie beschäftigen. Unter den im Teil recht unterschiedlichen Verfahren, die für diesen Zweck in Frage kommen, besitzt die sog. Cs-Diode einige besonders erfolgversprechende Eigenschaften und ist demzufolge bereits Gegenstand zahlreicher Untersuchungen geworden [1].

Das Prinzip einer solchen Anordnung entspricht im wesentlichen einer Vakuumdiode im Anlaufstromgebiet, deren Kathode (Emitter) durch die zu konvertierende Wärmequelle auf eine Temperatur T_K geheizt und zur Elektronenemission angeregt wird (Abb. 1).

Zur Erzielung hoher Emissionsströme ist es unbedingt erforderlich, die negative Raumladung (Φ_G) zu beseitigen. Dies kann beispielsweise so geschehen, daß man positive Ionen in die Zelle einbringt, welche die Raumladung kompensieren. Hierzu eignet sich ganz besonders der Effekt der Resonanzionisierung Langmuir-Taylor-Effekt, d. h. man füllt die Diode mit einer geringen Menge eines Dampfes (insbesondere Cs), dessen Ionisierungsspannung Φ_{ion} kleiner ist als die Elektronenaustrittsspannung der Kathode. Bei ausreichender Kathodentemperatur wird dann ein Teil der auffallenden Cs-Atome ionisiert und bewirkt die gewünschte Raumladungskompensation.

Hält man den Cs-Dampfdruck so klein, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen oberhalb des Abstandes Kathode/Anode liegt, so können die emittierten Elektronen ungehindert die Anode erreichen und einen Zellenstrom transportieren, der dem Sättigungsstrom der Kathode entspricht. Diese Bedingung ist bei den üblichen Elektrodenabständen von wenigen Millimetern für Cs-Dampfdrucke unterhalb 10^{-4} Torr gegeben (Niederdruckdiode). Wird hingegen der Cs-Dampfdruck auf Werte von $10^{-3} \dots 10^{-2}$ Torr und darüber angehoben, so sind Stöße zwischen Elektronen und Cs-Atomen nicht mehr zu vernachlässigen und führen schließlich zur Ausbildung eines Plasmas im zwischenelektroden Raum, innerhalb dessen die Elektronen eine reine Maxwell-Verteilung ihrer Energie besitzen. Neben der Kontaktionisierung an der Kathode werden nunmehr auch Cs-Ionen durch Fotoionisierung, thermische Ionisierung und sogar — beim Auftreten starker Feldinhomogenitäten — durch Stoßionisierung erzeugt werden können (Plasmadiode).

Während in der Niederdruckdiode im wesentlichen die Austrittspotentiale Φ_K , Φ_A die Klemmenspannung V_0 bestimmen (vgl. Abb. 1), spielt bei der Plasmadiode auch die Elektronentemperatur sowie der seinerseits vom Emissionsstrom abhängige Plasmawiderstand einschließlich der Widerstände elektrodennaher Grenzschichten eine entscheidende Rolle.

Die Niederdruckdiode und die dort geltenden Verhältnisse sind experimentell und theoretisch u. a. von HERNQUIST u. Mitarb. [2] bzw. HOUSTON [3] behandelt

worden, während z. B. LEWIS und REITZ [4], [5] die wichtigsten theoretischen Grundlagen der Plasmadiode herausgestellt haben. Eine Untersuchung des erreichbaren Wirkungsgrades η zeigt in beiden Fällen, daß zur Erhöhung von η möglichst kleine Anodenaustrittsarbeiten $e\Phi_A$ erforderlich sind. Im übrigen steigt η sowohl mit der Temperatur T_K wie auch mit der Kathodenaustrittsarbeit $e\Phi_K$ bis zu einem Maximum an und fällt erst wieder ab, wenn die durch Wärmestrahlung von der Kathode zur Anode transportierte Verlustwärme überwiegt. Bei Wahl optimaler Kathodenwerkstoffe und Temperaturen können Wirkungsgrade zwischen 30 und 40 % erwartet werden.

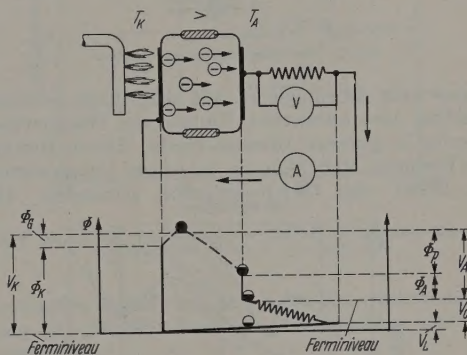


Abb. 1. Prinzip des thermoelektronischen Energiewandlers (Vakuumthermoelement). (Die Indizes beziehen sich auf: K Kathode, A Anode, Φ_G Raumladung, P Plasma, L Verbindungsleitung, O Nutzspannung)

Praktische Untersuchungen der Cs-Diode sind bisher im wesentlichen unter Benutzung von Kathodenwerkstoffen hoher Austrittsspannung (W, Ta mit $\Phi_K = 4,53; 4,13$ V bzw. UC; ZrC) durchgeführt worden und haben tatsächlich Emissionsströme in der Größenordnung der Sättigungsemission ergeben. Die erzielten Wirkungsgrade lagen hierbei mit Kathodentemperaturen von 2700° K bei maximal 15 % [1], [6], [7], [8].

Die vorliegende Arbeit soll den Einfluß verschiedener Kathoden- bzw. Anodenwerkstoffe behandeln; insbesondere interessiert die Frage, ob die erforderliche Raumladungskompensation auch mit solchen Kathoden möglich ist, deren Austrittsspannung unterhalb der Ionisierungsspannung des Cs liegt. Darüber hinaus sollen weitere Ergebnisse bezüglich des Einflusses von Cs-Dampfdruck, Elektrodenabstand und wirksamer Kathodenfläche auf die interessierenden Größen wie Wirkungsgrad, Nutzleistung und Zellenspannung mitgeteilt werden.

2. Meßanordnung

Als eigentliche Versuchszelle wurde eine Anordnung ähnlich der von PIDD u. Mitarb. [9] benutzten Diode gewählt und diese so ausgeführt, daß möglichst alle interessierenden Parameter unabhängig voneinander variiert werden können (Abb. 2).

Emitter-Kathode (K) und Kollektor-Anode (A) stellen zwei ebene, scheibenförmige Elektroden von 1,5 cm Durchmesser dar. Der gegenseitige Abstand d kann mit Hilfe des eingebauten Federbalges im Bereich $d=0,5 \dots 10$ mm verändert werden. Die Kathodenheizung erfolgt durch Elektronenbeschuß (4 kV; 0 ... 500 mA), so daß einerseits die zugeführte Energie leicht auf die Fläche K konzentriert und andererseits eventuelle Potentialgefälle längs der Kathode durch den Heizstrom so gut wie ausgeschlossen werden. Die

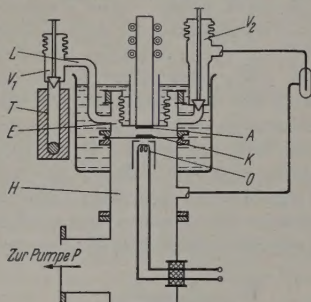


Abb. 2. Versuchsanordnung zur Cs-Diode

Temperatur der Anode A läßt sich durch getrennte Kühlung und wahlweisen Einbau von Wärmewiderständen in gewissen Grenzen regeln. Durch Heizung des gesamten Meßvolumens mit einem thermostatisierten Ölbad wird Cs-Kondensation vermieden. Das

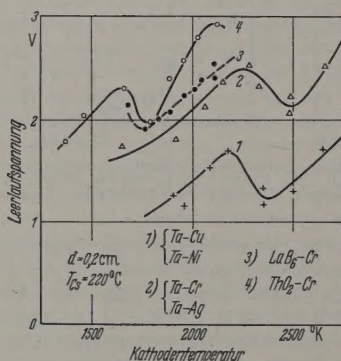


Abb. 3. Leerlaufspannung als Funktion der Kathodentemperatur für verschiedene Elektrodenwerkstoffe

eigentliche Cs-Reservoir befindet sich in einem getrennten Tiegel T , der den Ort niedrigster Temperatur T_{Cs} darstellt und somit den Cs-Dampfdruck p_{Cs} bestimmt.

Ein ausheizbares Ventil V_1 erlaubt die Abtrennung des Cs-Vorrats; ein gleiches Ventil stellt wahlweise die Verbindung mit einer gebaffelten (flüssige Luft-Kühlung) Diffusionspumpe her oder trennt das Meßvolumen hermetisch ab. Damit werden Austausch von Elektrodenwerkstoffen und Entfernen desorbierten Gase wesentlich erleichtert. Die Messung der Kathodentemperatur erfolgt pyrometrisch; alle anderen Temperaturen werden mit Thermoelementen registriert.

Die eigentliche Emittierkathode besteht aus einer massiven Tantal- bzw. Molybdänscheibe mit einem Durchmesser von 1,5 cm und einer Dicke von 0,3 cm, die vakuumdicht in eine dünne Membrane des gleichen Materials von 0,02 cm Stärke eingeschweißt ist.

Im Verlauf der verschiedenen Versuche wurde die Kathodenscheibe mit aufgesinterten Überzügen emissionsstarker Kathodenwerkstoffe (LaB_6 , ThO_2) versehen. Die Stärke dieses Überzuges lag bei etwa 0,01 cm. Als Anode diente ein Kupferstab, der bei Bedarfswise mit geeigneten Oberflächenschichten durch galvanische Abscheidung versehen wurde.

3. Meßergebnisse

3.1 Leerlaufspannung

Die Hochvakuumdiode ($p_{Cs}=0$) ergibt eine Leerlaufspannung, die sich nach dem Anlaufstromgesetz

$$j = A T_K^2 \exp \left\{ - \frac{e}{k T_K} (U_0 + \Phi_A) \right\} \quad (1)$$

für den Fall $j \ll j_s$ zu

$$U_0 = (\Phi_K - \Phi_A) + \frac{k T_K}{e} \ln(j_s/j) \quad (2)$$

errechnet, wenn j die von einem hochohmigen Voltmeter aufgenommene Stromstärke je Einheit der Kathodenoberfläche und j_s die Sättigungsstromdichte bedeuten. Da der Ausdruck $\ln(j_s/j)$ mit T_K nur schwach veränderlich ist, ergibt sich also angenähert ein linearer Zusammenhang.

$$U_0 = A + B T_K \quad \text{mit} \quad A = (\Phi_K - \Phi_A). \quad (3)$$

Für Cs-Drucke $p_{Cs} \leq 10^{-4}$ Torr ist die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen noch oberhalb der üblichen Elektrodenabstände von wenigen Millimetern gelegen. Dennoch tritt die erwünschte Raumladungskompensation durch Erzeugung von Cs-Ionen bereits ein und führt bei einem Ionenüberschuß sogar zu einem geringen Saugpotential $-\Phi_G$ vor der Kathode. Die Leerlaufspannung (G. 3) wird dadurch jedoch nicht beeinflusst.

Erst für höhere Cs-Dampfdrucke $p_{Cs} \geq 10^{-3} \dots 10^{-2}$ Torr und Ausbildung eines Plasmas wird die Elektronenenergie eine, der Plasmatemperatur T_P entsprechende Maxwell-Verteilung erhalten und läßt bei vorhandenem Überschuß von Cs-Ionen an der Kathode und Saugpotential $-\Phi_G$ eine verringerte Leerlaufspannung

$$U_0 = (A - \Phi_G) + B T_P \quad (4)$$

erwarten. Hierbei dürfte für verschwindende Lastströme die Plasmatemperatur annähernd der Kathodentemperatur gleich sein. Neben diesen Einflüssen des Cs-Dampfes ist weiterhin zu berücksichtigen, daß durch die Ausbildung einer Cs-Bedeckung $\Theta = f(T; p_{Cs})$ die Elektrodenaustrittspotentiale Φ verändert werden können. Berücksichtigt man diese Verhältnisse, so entspricht für den Fall der Niederdruck-Cs-Diode die gemessene Leerlaufspannung V_0 durchaus den Erwartungen [9], [10]. Hingegen zeigt die Plasma-diode unregelmäßige Schwankungen von V_0 , wie sie beispielsweise für verschiedene Werkstoffe in Abb. 3 zusammengestellt sind.

Statt eines monotonen Anstiegs $V_0 = f(T_K)$ beobachtet man das Auftreten von Maxima und Minima, die im wesentlichen reproduzierbar gemessen werden. Es fällt auf, daß die Minima von V_0 stets bei solchen Kathodentemperaturen T_K auftreten, die eine Sättigungsstromdichte von wenigen Ampere je Quadrat

timeter ermöglichen. Sie dürften daher von einem konkreten Verhältnis n^-/n_0 von Elektronen- und Cs-Dichte (n^- ; n_0) und damit von Sprüngen in der Höhe des Potentialwalles Φ_G beeinflusst werden.

Die Lage der einzelnen Meßkurven $V_0 = f(T_K)$ wird durch die jeweiligen Elektrodenwerkstoffe beeinflusst. So verschiebt der Austausch einer Kupfer- bzw. Nickelanode durch die Cr-Anode die Leerlaufspannung um etwa $\Delta V_0 = 0,8$ V in Richtung höherer Werte. Im wesentlichen wird hierbei die Verringerung der Anodenaustrittsarbeit deutlich, wie sie durch eine Cs-Bedeckung auf dem jeweiligen Anodenwerkstoff hervorgerufen wird.

Die Abhängigkeit der Leerlaufspannung von einer solchen Cs-Bedeckung läßt sich noch besser erkennen, wenn bei konstant gehaltenen Werten von Kathodentemperatur T_K und der Temperatur T_{Cs} des Cs-Bades lediglich die Anodentemperatur T_A variiert wird (Abb. 4).

Hält man T_A unterhalb 100°C , so kondensiert der erzeugte Cs-Dampf vollständig auf der Anode und schafft im zwischenelektrodischen Raum annähernd die Verhältnisse einer Hochvakuumdiode. Die Leerlaufspannung ist durch das Anlaufstromgesetz gegeben. Erhöht man T_A auf 150°C , so verbleibt zwar das Cs-Kondensat, aber die Dampfdichte und entsprechend die Ionendichte vor der Kathode steigen auf Werte, die bereits zu den Verhältnissen der Plasmadiode führen. Die gemessene Leerlaufspannung fällt von 3,6 auf etwa 1,2 V ab. Bei Temperaturen $T_A \geq 200^\circ\text{C}$ schließlich verdampft das Cs-Kondensat vollständig von der Anode und hinterläßt lediglich eine geringe Cs-Bedeckung, die zusammen mit dem Trägermetall eine verringerte Austrittsspannung Φ_A und damit eine erhöhte Leerlaufspannung von etwa 2 V ergibt.

Die Kurven 3 und 4 in Abb. 3 beziehen sich auf Zwitterkathoden, die anstelle der Tantalscheibe eine aufgesinterter Schicht der Verbindung LaB_6 bzw. ThO_2 aufweisen. Als Anode wurde die gleiche Cr-bedeckte Kupferanode verwendet, wie sie auch Kurve 2 zur Verfügung liegt. Die Verbindung LaB_6 ist als Kathodenwerkstoff hoher Emissionsfähigkeit bekannt und soll nach Literaturangaben eine mittlere Elektronenausstrittsspannung von etwa $\Phi_K = 2,7$ V besitzen [11]. Für ThO_2 auf Tantalunterlage wird ein Wert von $\Phi_K = 3,0$ V angegeben [12]. Beide Austrittsspannungen liegen also unterhalb der Ionisierungsspannung $\Phi_{\text{ion}} = 3,89$ V des Cs. Eine weitere Absenkung der genannten Werte durch Cs-Bedeckung auf der heißen Kathode ist wahrscheinlich. Dennoch ergeben beide Kurven Leerlaufspannungen, die oberhalb der mit der Tantal-Kathode gewonnenen Werte liegen. Möglicherweise fällt der Betrag des die Spannung erniedrigenden Saugpotentials $-\Phi_G$ vor diesen Kathoden geringer aus. Konkrete Schlüsse lassen sich aus diesen Messungen jedoch nicht ziehen, zumal der tatsächliche im belastungsfreien Fall emittierte Elektronenstrom unbekannt ist. Wie schon LEWIS und REITZ [13] andeuten, ist es durchaus denkbar, daß zwischen der hoch erhitzten Emittierkathode und der diese Kathode tragenden Membrane geringer Temperatur endliche Kurzschlußströme fließen. Diese Ströme werden besonders stark ausfallen, wenn durch unterschiedliche Cs-Bedeckung zwischen heißer Kathode und kühlerer Membrane Differenzen der Oberflächenpotentiale auftreten.

3.2 Kurzschlußstrom

Bei verschwindendem Außenwiderstand ist der Zellenstrom nur noch durch die maximale Emissionsstromdichte begrenzt oder durch einen eventuellen Innenwiderstand der Zelle gegeben, der sich aus Plasmawiderstand, Grenzschichtwiderstand und den Widerständen der Zuleitungen zusammensetzen kann. Da die letztgenannten Widerstände nicht ins Gewicht fallen, ist bei geringen Cs-Dampfdrücken ($p_{Cs} < 10^{-3}$ Torr) und gleichwohl vollständiger Raumladungskompensation mit einem Kurzschlußstrom J_0 zu rechnen, der mit $J_0 = J_s$ dem Sättigungsemissionsstrom gleich sein sollte. Hierbei kann natürlich $J_s = f(\Phi_K)$ bei Cs-Einlaß von dem Betrag verschieden sein, wie er für den Hochvakuumfall gilt, und zwar auf Grund einer

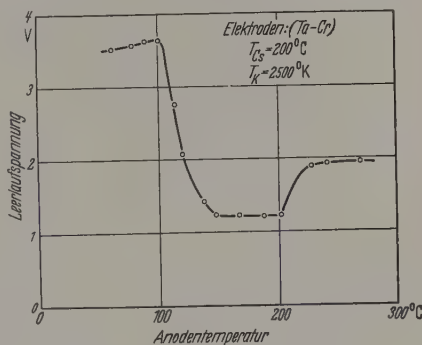


Abb. 4. Einfluß der Anodentemperatur T_A auf die gemessene Leerlaufspannung V_0 ($T_{Cs} = 200^\circ\text{C}$, $T_K = 2500^\circ\text{K}$)

eventuellen Absenkung der Kathoden-Austrittsspannung Φ_K durch adsorbierte Cs-Schichten auf der Kathode.

Wird mit größeren Cs-Drucken ($p_{Cs} > 10^{-3}$ Torr) die mittlere freie Weglänge der Elektronen kleiner als der Kontaktabstand d , so kann mit der Ausbildung eines Plasmas auch ein spürbarer Plasmawiderstand auftreten und seinerseits den Kurzschlußstrom $J_0 \leq J_s$ begrenzen. Die genannten Verhältnisse wurden bei unterschiedlichen Cs-Dampfdrucken und unter Benutzung verschiedener Kathodenwerkstoffe untersucht. Als Anode diente in jedem Falle die mit einer Cr-Schicht überzogene Cu-Elektrode.

Bei Verwendung einer Ta-Kathode zeigte sich erwartungsgemäß ein mit steigendem Cs-Dampfdruck zunehmender Kurzschlußstrom, der mit $J_0 < J_s$ (Φ_K) stets oberhalb des für den Hochvakuumfall gültigen Sättigungsstroms lag. Die Temperaturabhängigkeit $J_0 = f(T_K)$ entspricht dem Richardson'schen Gesetz. Diese Ergebnisse stimmen mit Untersuchungen von PIDD u. Mitarb. [9] überein und geben einen Hinweis für die Verringerung der Kathodenausstrittsarbeit bei Einlaß von Cs-Dampf. Die Identität der Funktion $J_0 = f(T_K)$ mit der Richardson-Geraden läßt weiterhin den Schluß zu, daß bei den verwendeten Cs-Drucken $p_{Cs} = 10^{-3} \dots 0,2$ Torr in jedem Falle eine Emissionsbegrenzung des Kurzschlußstromes vorliegt.

Des weiteren wurde als Kathode eine Mo-Scheibe mit — unter Graphitzusatz — aufgesinterter ThO_2 -Schicht benutzt. Eine vorausgehende Messung des Sättigungsemissionsstromes J_s im Hochvakuum ($p_{Cs} = 0$; Saugspannung $U_s = 300$ V) führte zu einer

Funktion $\log J_s = f(1/T_K)$, deren Neigung in Übereinstimmung mit Literaturwerten eine Elektronenaustrittsarbeit von etwa 3 eV ergibt. Setzt man dieselbe Kathode in die Versuchsdiode ein, so erhält man Kurzschlußströme $J_0(T_K)$, die mit dem Cs-Druck ansteigen und Werte $J_0 \geq J_s$ erreichen (Abb. 5).

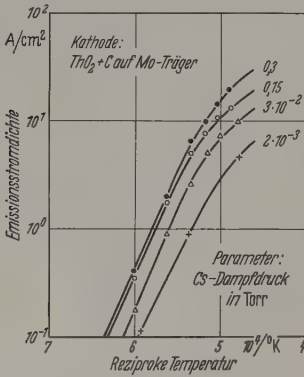


Abb. 5. Kurzschlußströme $J_0 = f(p_{Cs}; T_K)$ nach Einsetzen einer ThO_2 -Kathode in die Cs-Diode

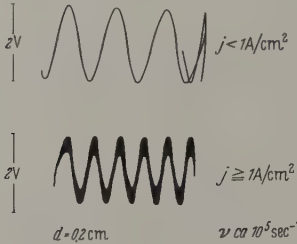


Abb. 6. Erzeugung von Wechselspannung mit der Cs-Diode

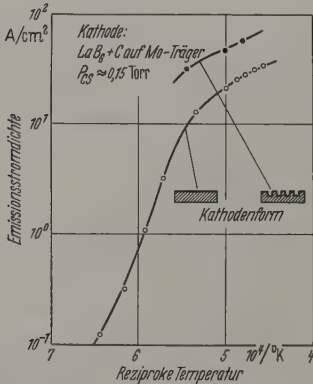


Abb. 7. Sättigungs- und Kurzschlußströme mit der LaB_6 -Kathode

Dieses Ergebnis ist deswegen bemerkenswert, weil die benutzte Kathode mit etwa 3 eV eine Austrittsarbeit besitzt, die unterhalb der Ionisierungsarbeit des Cs liegt.

Eine nennenswerte Ionenerzeugung durch Kontaktionisierung ist daher nicht zu erwarten. Es ist zwar denkbar, daß kleine Oberflächenbereiche mit höheren Austrittsarbeiten $e\Phi_K > e\Phi_K$ existieren oder daß eine gewisse Ionisierung durch Cs-Einfall auf den heißen unbedeckten Mo-Flächen der die Kathode

tragenden Membrane stattfindet (vgl. Abb. 2). Wahrscheinlich ist jedoch, daß mit der Plasmaausbildung andere Effekte die Ionenerzeugung wesentlich bestimmen, nämlich: Photoionisation und vor allem thermische bzw. Stoßionisation, wobei der letztgenannte Effekt durch die mit Plasmainhomogenitäten einhergehenden hohen Potentialgradienten ermöglicht wird.

In diesem Zusammenhang ist der Hinweis interessant, daß unter gewissen Bedingungen die Cs-Diode Wechselspannungen abgibt, wie auch bereits GARVITZ u. PIDD [14] beobachtet haben. Allerdings tritt diese Wechselspannung mit einer Frequenz unter 10⁵ Hz nur bei Stromdichten unterhalb einiger Ampere/cm² deutlich in Erscheinung (Abb. 6).

Mit zunehmender Stromdichte wird die einfache Schwingung durch eine Vielzahl zeitlich instabiler Schwingungen ersetzt und ist schließlich nicht mehr erkennbar.

Als dritte Kathode wurde eine LaB_6 -Schicht verwendet, die gleichfalls unter Zusatz von Kohlenstoff auf eine Mo-Scheibe aufgesintert worden war. Die Ausmessung der Sättigungsemission $J_s = f(T_K)$ unter Hochvakuum und mit Saugspannung ergab trotz des Kohlenstoffzusatzes Werte, die denen in der Literatur mitgeteilten [11] entsprechen. Demnach liegt die mittlere Austrittsspannung bei $\Phi_K = 2,7$ V.

Nach Einbau in die Cs-Diode und nach Einlaß von Cs-Dampf ($p_{Cs} = 10^{-3} \dots 0,2$ Torr) sind die Kurzschlußströme nahezu den im Hochvakuum gemessenen Sättigungsströmen gleich. Ähnlich wie bei der ThO_2 -Kathode zeigt sich bei Temperaturen oberhalb 2000° und Stromdichten oberhalb 10 A/cm² ein Abkrümmen der Meßwerte von der Richardson-Geraden. Dieses Abkrümmen gibt in beiden Fällen einen Anhaltspunkt dafür, daß bei diesen Stromdichten nicht mehr die Sättigungsemission, sondern der Innenwiderstand der Zelle die entscheidende Begrenzung darstellt. Ähnliche Ergebnisse wurden von PIDD u. Mitarb. [9] bei Benutzung von UC- bzw. ZrC-Kathoden erhalten. Auffallend ist lediglich, daß diese Abkrümmung bei um so kleineren Stromdichten einsetzt, je kleiner der Cs-Dampfdruck gewählt wird (vgl. Abb. 5).

Wird statt der ebenen Scheibe eine Kathode benutzt, deren Oberfläche durch zahlreiche Bohrungen vergrößert ist (vgl. die Schemadarstellung in Abb. 7), so steigt die effektive Stromdichte beträchtlich an. Dieser Anstieg ist der Oberflächenvergrößerung proportional; mit anderen Worten: die auf die Gesamtoberfläche bezogene Stromdichte bleibt konstant. Man erkennt also, daß die Raumladungskompensation auch in den Vertiefungen einer gerauhten Kathodenoberfläche gelingt und dieses, obwohl mit $\Phi_K = 2,7$ V die Kontaktionisierung noch weniger als im Falle der ThO_2 -Kathode zur Ionenerzeugung beitragen kann. Dieses Ergebnis zeigt, daß es also Möglichkeiten gibt, das Verhältnis von emittierender zu thermisch strahlender Kathodenoberfläche zu vergrößern und damit den Wirkungsgrad der Cs-Diode ganz erheblich zu steigern.

3.3 Strom-Spannungs-Kennlinie und Innenwiderstand

Im Hochvakuumfall, d. h. bei ausreichendem großem freien Weglängen der Elektronen sollte der Zellenstrom dem Sättigungsemissionsstrom der Kathode gleich sein, sofern eine vollständige Raumladung

kompensation vorliegt und die Diodenspannung nicht außerhalb des durch die Differenz der Austrittsspannungen von Kathode (Φ_K) und Anode (Φ_A) vorgegebenen Wertes liegt. Erst für $U > (\Phi_K - \Phi_A)$ ist nach dem Laufstromgesetz ein exponentieller Abfall des Zellenspannunges mit steigender Spannung zu erwarten. Ein entsprechender Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie wurde von HERNQUIST [15] für Cs-Drucke im Bereich 10^{-3} Torr beobachtet.

Bei höheren Cs-Dampfdrucken wird mit der Formbildung ein stromabhängiger Zellenwiderstand geschaffen, der zu einer Verschiebung der Kennlinie $j = f(U)$ führen kann. Im allgemeinen findet man für $p_{Cs} > 10^{-3}$ Torr eine mit zunehmendem Druck stärker werdende Verbiegung des Sättigungsstromes. In Abb. 8 sind verschiedene Strom-Spannungs-Kennlinien wiedergegeben, die alle bei gleichem Cs-Dampfdruck ($p_{Cs} = 0,2$ Torr), jedoch unter Verwendung unterschiedlicher Elektrodenwerkstoffe erhalten wurden. Die Kathodentemperaturen sind hierbei stets gewählt, daß im Kurzschlußfall eine Sättigungsstromdichte von $j_0 = 10 \text{ A/cm}^2$ vorliegt.

Kurven 1, la und b sind durch verschiedene Anodenwerkstoffe (Cr bzw. Ag, Cu) voneinander unterschieden. Man erkennt, wie stark der Betrag der Anodenaustrittsspannung die Kennlinie und damit auch die erreichbare Nutzleistung beeinflusst. Der prinzipielle Verlauf dieser Kurven ist jedoch derselbe und ähnelt der für den Hochvakuumfall geschilderten Kennlinie. (Dies gilt vor allem für Kurve 1b.) Der Strom ist also in einem weiten Spannungsbereich emissionsbegrenzt.

Demgegenüber werden für ThO_2 und vor allem LaB_6 (Kurven 2, 3 in Abb. 8) als Kathodenmaterial Kennlinien erhalten, die weit stärker gekrümmt sind und sich damit deutlich von dem für den Hochvakuumfall genannten Verlauf unterscheiden. Man kann daraus den Schluß ziehen, daß für diese Fälle die Emissionsbegrenzung zurücktritt und der Einfluß des Innenwiderstandes auf den Zellenstrom dominiert.

Eine Abschätzung des Diodenwiderstandes ist möglich, wenn man die Abhängigkeit der Nutzleistung $J \cdot U$ als Funktion des äußeren Lastwiderstandes betrachtet und zunächst formal den Innenwiderstand ($R_i = R_a^*$) dem der maximalen Nutzleistung zugeordneten Lastwiderstand R_a^* gleichsetzt. Die auf diese Weise ermittelten „Diodenwiderstände“ R_i sind in der verschiedenen Werkstoffe in Abb. 9 aufgetragen. Allgemein erkennt man den Verlauf

$$R_i = \text{const. } J^{-\alpha}.$$

Hierbei ergibt sich

- für die Ta-Kathode: α etwa 1¹
- für die ThO_2 -Kathode: $\alpha = 0,8$
- für die LaB_6 -Kathode: $\alpha = 0,3 \dots 0,5$.

Dabei ist zu bedenken, daß diese Ergebnisse für verschiedene Temperaturen (z. B. $T_k = 2000 \dots 2650^\circ \text{C}$ bzw. $1530 \dots 2100^\circ \text{C}$) erhalten werden. Der so gewonnene Innenwiderstand ist also von der Temperatur

¹ In diesem Falle ist der formal angegebene „Innenwiderstand“ also nur ein anderer Ausdruck für die Emissionsbegrenzung des Diodenstromes, wie es für Stromdichten unterhalb 10 A/cm^2 bereits beschrieben wurde. Demgegenüber weisen die Abweichungen vom Wert $\alpha = 1$ (ThO_2 - und LaB_6 -Kathode) auf wirkliche, allerdings nicht ohmsche Innenwiderstände der Diode hin.

nahezu unabhängig und nur eine Funktion von Stromdichte und Kathodenwerkstoff.

Weitere Messungen des Zusammenhanges $J \cdot U = f(d)$ mit verschiedenen Abständen d zwischen Kathode und Anode ($d = 1 \dots 8 \text{ mm}$) zeigen folgendes: Der optimale — der maximalen Nutzleistung zugeordnete — Lastwiderstand R_a^* ist vom Elektrodenabstand unabhängig. Dies gilt sowohl für die Ta- wie auch

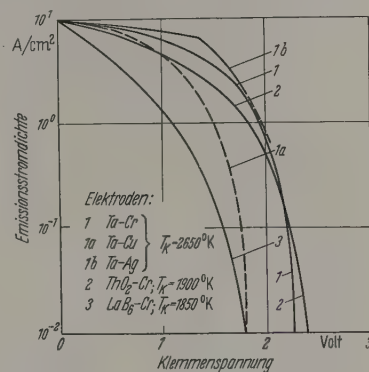


Abb. 8. Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene Elektrodenwerkstoffe, $p_{Cs} = 0,2$ Torr, $j_0 = 10 \text{ A/cm}^2$

für die LaB_6 -Kathode. Ein eventueller Plasmawiderstand trägt demnach zum Innenwiderstand R_i der Diode bei den beobachteten Stromdichten nur unwesentlich bei.

Wie bereits LEWIS und REITZ [4] näher ausführten, existieren in unmittelbarer Nähe von Kathode und

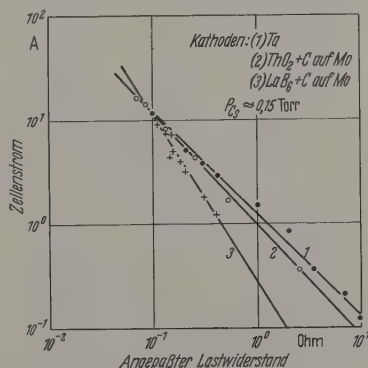


Abb. 9. „Diodenwiderstand“ $R_i = f(J)$ für verschiedene Kathodenwerkstoffe

Anode Grenzschichten, in denen die Ladungsträgerbilanz gestört ist und die daher einen nennenswerten Widerstand ergeben können. Es ist anzunehmen, daß der Diodenwiderstand im wesentlichen auf diese Grenzschichten beschränkt ist und damit auch von den Elektrodenwerkstoffen beeinflusst wird.

Zur weiteren Begründung der unterschiedlichen, in Abb. 8 dargestellten Kennlinien kann eine Betrachtung der verschiedenen Austrittsspannungen dienen. Vor allem die Kathoden mit gesinterter Emissionschicht weisen Oberflächenelemente mit unterschiedlicher Austrittsarbeit auf. Bei Verringern des Lastwiderstandes werden zunächst diejenigen Flächenelemente emittieren und in Sättigung gehen, welche die höchste Austrittsspannung besitzen. Ein weiterer

Abfall von R_a und Anstieg von Zellenstrom J hat die Beteiligung von Flächen kleinerer Austrittsarbeit zur Folge, die ihrerseits nur eine kleinere Betriebsspannung zulassen. Auf diese Weise kann man sich die stark geneigte Kennlinie (Kurve 3 in Abb. 8) aus treppentartiger Überlagerung verschiedener Gebilde zusammengesetzt denken, die jeweils den Flächenelementen bestimmter Austrittsspannung zugeordnet sind. Diese

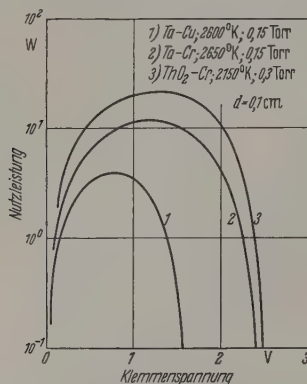


Abb. 10. Nutzleistung $N = f(U)$ der Cs-Diode mit verschiedenen Elektrodenwerkstoffen

Multistruktur der Kathode zusammen mit den erwähnten Grenzschichtwiderständen macht den unterschiedlichen Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene Elektrodenwerkstoffe bei sonst gleichen Cs-Dampfdrücken und Stromdichten plausibel.

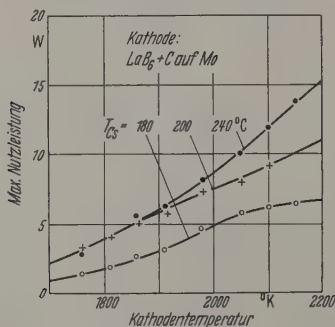


Abb. 11. Maximale Nutzleistung $N_{\max} = f(T_K, P_{Cs})$ für $LaB_6 + C$ auf Mo als Kathodenwerkstoff

3.4 Nutzleistung und Wirkungsgrad

Die von der Cs-Diode gelieferte elektrische Nutzleistung $N = U \cdot I$ steigt zunächst mit der Stromdichte $j \sim \exp -(\Phi_K/T_K)$, d. h. mit der Kathodentemperatur, an. Hierbei ist selbstverständlich für gleiche j -Werte eine um so höhere Temperatur T_K notwendig, je höher die Elektronenaustrittsspannung Φ_K der Kathode liegt. Mit zunehmender Temperatur steigt ebenfalls die Verdampfungsgeschwindigkeit der Kathode, so daß mit einem Grenzwert $T_K = T_{K\max}$ aus Gründen der Lebensdauer eine größtmögliche Kathodentemperatur und damit größtmögliche Werte j und N vorgegeben sind.

Damit wird die maximale Leistungsdichte $n = N/F$ eine Funktion des Kathodenmaterials bzw. der für die Elektronenemission maßgeblichen Oberflächenschicht.

Aus solchen Überlegungen folgt z. B. die Forderung, daß der Quotient aus Verdampfungswärme Q — ausgedrückt in eV — und Austrittsspannung Φ_K oberhalb $Q/\Phi_K = 2 \dots 2,2$ liegen sollte [16].

Weiterhin steigt die erzielbare Nutzleistung in allgemeinen mit fallender Austrittsspannung Φ_A an der Anode — die ja ihrerseits die Klemmenspannung wesentlich beeinflusst —, ist demnach auch eine Funktion des Anodenwerkstoffes. Darüber hinaus werden die Austrittsspannungen Φ_K und Φ_A und damit die bei konstanter Kathodentemperatur erzielbare Stromdichten von Cs-Adsorptionsschichten, d. h. vom vorliegenden Cs-Dampfdruck, beeinflusst. Man sollte daher an einen Anstieg der Nutzleistung mit dem Cs-Dampfdruck erwarten, da im gleichen Sinne die mögliche Emissionsstromdichte ansteigt, während Klemmenspannung und ein eventueller Plasmawiderstand der Cs-Diode vom Druck wesentlich schwächer abhängen.

Die mit verschiedenen Elektrodenkombinationen erzielten Nutzleistungen sind beispielsweise in Abb. 10 dargestellt.

Die effektive Kathodenoberfläche lag bei diesen Versuchen um $F = 1,5 \text{ cm}^2$, der Elektrodenabstand bei $d = 0,1 \text{ cm}$. Als Cs-Dampfdruck wurden Werte zwischen $P_{Cs} = 0,15 \dots 0,3 \text{ Torr}$ eingestellt. Die Nutzleistung als Funktion der Klemmenspannung zeigt für $U = U_0/2$ ein Maximum, wie es der Anpassung der Lastwiderstände R_a an den „Innenwiderstand“ mit $R_i = R_a$ entspricht.

Der Vergleich von Kurve 1 und 2 läßt zunächst erkennen, wie durch Austausch des Anodenwerkstoffes mit verschiedenen Werten Φ_A (Cu; Cr) die Leerlaufspannung und damit auch die Nutzleistung deutlich ansteigt. Ersetzt man die Ta-Kathode durch eine solche mit ThO_2 -Überzug, so sinkt Φ_K , und es wird eine höhere Emissionsstromdichte möglich. Die Folge ist ein weiterer Anstieg der maximalen Nutzleistung, obwohl die Kathodentemperatur nur noch bei $T_K = 2150^\circ \text{ K}$ liegt, gegenüber einem Wert von $T_K = 2650^\circ$ für die Ta-Kathode.

Der Einfluß von Kathodentemperatur und Cs-Dampfdruck ist für eine Molybdän-Kathode mit aufgesinterter LaB_6 -Schicht in Abb. 11 dargestellt.

Auch hier erfolgt der Anstieg von N mit T_K und P_{Cs} über ein gleichsinniges Ansteigen der Emissionsstromdichte j . Dieser Anstieg wiederum ist durch die Abhängigkeit der Austrittsspannung Φ_K , Φ_A vom Cs-Dampfdruck gegeben. Das letztgenannte Verhalten läßt sich noch deutlicher an den in Abb. 12 gezeigten Meßergebnissen erkennen.

In diesem Falle wurden bei einer konstanten Kathodentemperatur von 2500° K und bei der Elektrodenkombination Ta-Ag die maximal erzielbare Nutzleistung N_{\max} sowie die zugehörigen Strom- und Spannungswerte gemäß $N_{\max} = (U \cdot I)_{\max}$ lediglich als Funktion des Cs-Dampfdruckes aufgenommen. Zunächst fällt bei etwa konstantem Strom die Klemmenspannung ab und ergibt eine — gleichfalls mit steigendem Cs-Dampfdruck — leicht abfallende Nutzleistung. Vermutlich handelt es sich hierbei um den Einfluß eines zunehmenden Ionenüberschusses vor der Kathode, der mit seinem Potentialwall die Elektronen absaugt, jedoch Leerlauf- und Klemmenspannung reduziert. Erst jenseits eines Minimums bei P_{Cs} etwa $3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ tritt durch Cs-Adsorption eine spürbare Senkung der Kathodenaustrittsarbeit ein, die in einem Anstieg der

missionsstromes und damit in einem nunmehr starken Anstieg der Nutzleistung resultiert; dieses, obwohl die Zellenspannung (abgesehen von einem Minimum bei $3 \cdot 10^{-2}$ Torr) weiterhin leicht abfällt. Ähnliche Ergebnisse wurden beispielsweise von RANKEN u. Mitarbeiter gefunden [8].

Der Wirkungsgrad $\eta = N/Q$, d.h. das Verhältnis von elektrischer Nutzleistung N zu der der Kathode zugeführten Wärmeenergie Q_K , sollte zunächst mit der Kathodentemperatur T_K ebenso wie N ansteigen. Im gleichen Sinne nimmt jedoch die von der Kathode abgestrahlte Wärmemenge $Q_{Str} \sim T_K^4$ mit T_K stark zu und überwiegt schließlich in ihrem Einfluß auf η , so daß bei einer optimalen Temperatur T_{opt} für η ein Maximum zu erwarten ist. Diese Verhältnisse führen nach theoretischen Untersuchungen von HOUSTON [3] bzw. LEWIS und REITZ [5] zu maximalen Wirkungsgraden, die für den Fall vernachlässigbarer Elektronenstöße zwischen 30 und 40 % liegen sollten. Diese Angaben gelten auch für die Plasmadiode (nicht vernachlässigbare Stoßprozesse), wenn die Plasmatemperatur mit der Kathodentemperatur identisch oder die Emissionsstromdichte gleich der Sättigungsstromdichte ist. Diese Bedingungen sind allerdings für höhere Stromdichten nicht mehr erfüllt, da wegen des endlichen Innenwiderstandes eine Plasmaaufheizung resultieren muß. Demnach ist mit einem gewissen Abfall der erreichbaren Wirkungsgrade zu rechnen. In jedem Falle ist zu erwarten, daß ebenso wie die Nutzleistung N auch der Wirkungsgrad η stark von der Art der Elektrodenwerkstoffe bzw. ihrer Oberflächenschichten abhängt.

Die mit verschiedenen Elektrodenkombinationen durchgeführten Messungen wurden so ausgewertet, daß zur Berechnung des Wirkungsgrades als Energiemenge Q die Wärmemenge diente, die insgesamt von der Anode aufgenommen wird. Diese Wärmemenge ist naturgemäß geringer als die hier der Kathode zugeführte Energie, entspricht jedoch dem Betrag, wie bei optimaler geometrischer Anordnung der Cs-Diode — etwa Zylindersymmetrie — notwendig wäre und ist daher ein realistischer Wert. Vernachlässigt wird lediglich die Wärmemenge, die über die äußere Verbinderleitung von der Kathode zur Anode fließt und die nur einen verschwindend kleinen Anteil ausmacht [3]. Die Ergebnisse sind in Abb. 13 dargestellt.

Allgemein beobachtet man zunächst den erwähnten Anstieg von η mit der Kathodentemperatur, der für die Elektrodenkombination Ta-Cu bis zu $\eta = 3\%$ führt. Wird die Cu-Anode durch eine solche mit Cr-Schicht ersetzt und außerdem der Cs-Dampfdruck von $P_{Cs} = 0,1$ auf $0,3$ gesteigert, so ergibt sich ein Zuwachs des Wirkungsgrades auf $5,5\%$ bzw. 10% . Die zugeordnete Stromdichte liegt bei $j = 5 \text{ A/cm}^2$ und ist so niedrig, daß das erwähnte Maximum $\eta = f(T_K)$ noch nicht erreicht wurde. Eine weitere Steigerung von T_K und j ist jedoch wegen der zunehmenden Verdampfungsgeschwindigkeit der Ta-Kathode nicht möglich.

Wird demgegenüber eine Kathode mit LaB_6 - bzw. ThO_2 -Schicht verwendet, so lassen sich bereits bei $T_K = 2100$ bis 2200°K Stromdichten von 10 bis 5 A/cm^2 erreichen. Die Folge ist ein Wirkungsgrad bis zu $\eta = 16\%$ bei den genannten Temperaturen, der etwa im Bereich des Maximums $\eta = f(T_K)$ liegt.

Ein Vergleich dieser Ergebnisse (η_{exp}) mit den für die Hochvakuumzelle ($\lambda \gg d$) von HOUSTON [3] durch-

geführten Berechnungen ($\eta_{th} = f[j]$) zeigt verhältnismäßig gute Übereinstimmung: $\eta_{exp} = 0,6 \dots 0,8 \eta_{th}$. Dies gilt, sofern man für die Anodenaustrittsspannung den Wert $\Phi_A = 2 \text{ V}$ einsetzt, der etwa den Erwartungen entspricht und der sich ebenfalls aus der Stromabhängigkeit der an der Anode freigesetzten Wärmemenge errechnet. Die Übereinstimmung zwischen η_{exp} und η_{th} wird mit steigender Stromdichte verbessert.

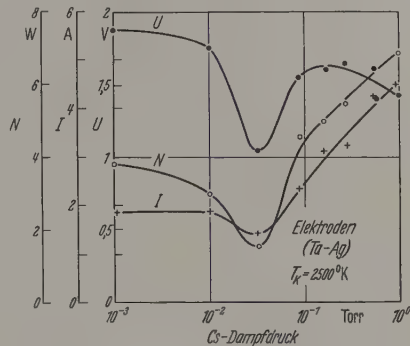


Abb. 12. Einfluß des Cs-Dampfdruckes auf Strom, Spannung und Nutzleistung

Dies ist wiederum eine Folge des mit steigendem j abnehmenden Zellenwiderstandes und des gleichfalls zurückgehenden relativen Einflusses nicht berücksichtigter Wärmeleitungsprozesse (Plasma, äußere Verbinderleitung).

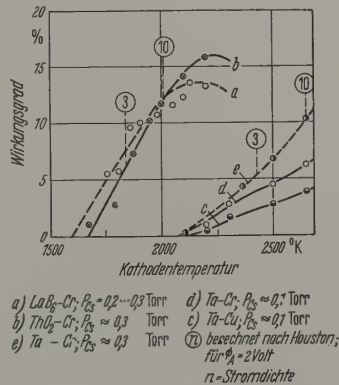


Abb. 13. Wirkungsgrad $\eta = f(T_K)$ mit verschiedenen Kathodenwerkstoffen

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Cs-Diode als direkter Energiewandler wurde eine Meßzelle mit ebener Geometrie verwendet. Als Elektroden dienten Scheiben, deren gegenseitiger Abstand zwischen $0,1$ und 1 cm verändert werden konnte. Im übrigen wurde der Aufbau so universell wie möglich gehalten, um sämtliche interessierende Parameter untersuchen zu können. Insbesondere diente die Anordnung dem Ziel, den Einfluß der Elektrodenwerkstoffe bzw. ihrer Oberflächenschichten auf das Betriebsverhalten der Cs-Diode zu ermitteln.

Als Emittierkathoden wurden Ta-Scheiben sowie Mo-Scheiben mit aufgesinterten Schichten der Verbindungen LaB_6 und ThO_2 verwendet. Als Kollektoranoden dienten Cu-Elektroden, die wahlweise mit

dünnen Schichten der Metalle Cr, Ni, Ag überzogen worden waren.

Die Abhängigkeit der Leerlaufspannung von der Kathodentemperatur zeigt im eigentlichen Arbeitsbereich der Plasmadiode — d.h. bei Cs-Dampfdrücken oberhalb 10^{-2} Torr — unregelmäßige Schwankungen, die vermutlich von der Ionenerzeugungsrate beeinflusst werden. Die Lage der $U_0 = f(T_K)$ -Kurven ist vom Elektrodenwerkstoff abhängig, zeigt jedoch keinen eindeutigen Zusammenhang mit den Elektronenaustrittsspannungen.

Der maximal erzielbare Emissionsstrom liegt im Bereich des Sättigungsstromes der Kathode und weicht von diesem erst für Stromdichten von etwa 10 A/cm^2 und darüber ab. Diese Verhältnisse gelten auch für Kathoden solcher Austrittsspannungen, die unterhalb der Ionisierungsspannung des Cs liegen. Man kann daraus schließen, daß zumindest bei höheren Kathodentemperaturen und Stromdichten neben der Kontaktionisierung andere Effekte — wie z.B. Stoßionisation — zur Erzeugung der raumladungskompensierenden Ionen verantwortlich sind. Durch Aufrauh der Kathodenoberfläche und unter dem Einfluß des Cs-Dampfes werden sogar Stromdichten erreichbar, die wesentlich oberhalb der normalen Sättigungswerte liegen.

Die Strom- und Spannungskennlinie zeigt einen Verlauf, der stark vom Kathodenmaterial beeinflusst wird. Vor allem für die Ta-Kathode scheint bei kleinen Klemmenspannungen (unterhalb $U = \Phi_K - \Phi_A$) der Zellenstrom emissionsbegrenzt zu sein. Hingegen wird bei Verwendung von Kathoden kleinerer Austrittsarbeit, also bei der ThO_2 - und noch stärker bei der LaB_6 -Kathode ein Verlauf von $I = f(U)$ beobachtet, der auf eine durch einen inneren Zellenwiderstand verursachte Strombegrenzung hinweist. Untersuchungen des gleichen Verhaltens bei verschiedenen Elektrodenabständen deuten darauf hin, daß es sich hierbei nicht um einen echten Plasmawiderstand, sondern um einen Grenzschichtwiderstand handelt, der seinerseits von der Art der Elektrodenoberflächen stark abhängig ist. Vorgänge der Ionenerzeugung, der Ionenabsaugung sowie Kontaktpotentiale zwischen Plasma und Elektroden dürften sich hierin ausdrücken.

Die elektrische Nutzleistung wird in erster Linie durch den erzielbaren Emissionsstrom, d.h. vom Kathodenwerkstoff stark beeinflusst. Entsprechend ist ein Anstieg mit Kathodentemperatur und Cs-Dampfdruck zu beobachten; letzteres hervorgerufen durch die mit steigender Cs-Adsorption sinkende Austrittsarbeit der Kathode. Eventuelle Plasmawiderstände machen sich hier noch nicht bemerkbar. Beispielsweise werden mit ThO_2 - und LaB_6 -Kathoden bei Temperaturen zwischen $T_K = 2100 \dots 2200^\circ \text{K}$ Leistungsdichten von 10 bis 20 W/cm^2 erreicht.

Der Wirkungsgrad der Energieumwandlung verhält sich ähnlich wie die Leistungsdichte, weist jedoch als Funktion der Temperatur ein Maximum auf. Der gemessene Zusammenhang $\eta = f(T_K, j)$ mit Maximal-

werten bei 16% unterscheidet sich nicht wesentlich von den in der Literatur mitgeteilten theoretischen Werten. Man kann daraus schließen, daß selbst für Dampfdrucke von einigen 10^{-1} Torr und Stromdichten von 10 bis 20 A/cm^2 der Einfluß des Plasma- und Grenzschichtwiderstandes noch verhältnismäßig gering ist. Nutzleistung und Wirkungsgrad werden nicht stark von den Austrittsspannungen Φ_K und Φ_A der Kathode bzw. Anode oder dem Potentialsprung zwischen Plasma und Elektrodenoberfläche beeinflusst. Diese Werte lassen sich aber durch die Elektrodenwerkstoffe oder die auf diesen absorbierten Cs-Schichten in weitem Bereich steuern und einem Optimum annähern. Falls es gelingt, auf diese Weise Anode austrittsspannungen von $\Phi_A < 1 \text{ V}$ und gleichzeitig Kathodenaustrittsspannungen im optimalen Bereich $\Phi_K = 2 \dots 3 \text{ V}$ zu erzielen, so kann man eine Annäherung an die Wirkungsgrade erwarten, die auf Grund der theoretischen Untersuchungen mit maximal $\eta =$ bis 40% angegeben werden.

Für zahlreiche Anwendungen fallen jedoch weniger die Wirkungsgrade, sondern die Temperatur der Wärmequelle und Kathode ins Gewicht, die nach Möglichkeit in den Bereich kleinerer Werte zu verschieben ist. Dies erfordert den Einsatz von Kathoden entsprechend kleiner Austrittsarbeit, die zum Teil unter dem Einfluß der adsorbierten Cs-Schichten erreicht werden kann.

Für den Aufbau der Versuchsanordnung und für die sorgfältige Durchführung der Messungen möchte ich Herrn W. KÜHL und Herrn H. GOLD meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Für die Möglichkeit zur Bearbeitung der genannten Probleme, für stets förderndes Interesse und für wertvolle Diskussionen möchte ich Herrn Direktor H. A. SIEMENS und Herrn Dr. W. HÄNLEIN herzlich danken.

Literatur: [1] Zusammenfassende Darstellungen bei KATZ, J., und J.A. WELSH: Direct conversion of heat to electricity. New York: John Wiley & Sons 1960. — [2] HERNQUIST, K.G., M. KANEFSKY und F.H. NORMAN: RCA Rev. 19, 2 (1958). — [3] HOUSTON, J.M.: J. Appl. Phys. 30, 481 (1959). — [4] LEWIS, H.W., und J.R. REITZ: J. Appl. Phys. 30, 14 (1959). — [5] LEWIS, H.W., und J.R. REITZ: J. Appl. Phys. 31, 723 (1960). — [6] MORGULISS, N.D., u. P.M. MASHUCK: Ukr. fiz. Zhurnal 379 (1958). — [7] WILSON, V.: J. Appl. Phys. 30, 475 (1959). — [8] RANKEN, W.A., G. GROVER und E.W. SALMI: J. Appl. Phys. 31, 2140 (1960). — [9] PIDD, R.W., G.M. GROVER, E.W. SALMI, D.J. ROEHL und G.F. ERICKSON: J. Appl. Phys. 30, 1861 (1959). — [10] GROVER, G.M.: Nucleonics 17, 54 (1959). — [11] DECK, R.W., und D.W. STEBBINS: J. Appl. Phys. 26, 1004 (1955). — [12] ARDENNE, M.v.: Tabellen der Elektronenphysik, Ionophysik und Übermikroskopie, Bd. 1, S. 74. Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften 1956. — [13] LEWIS, H.W., und J.R. REITZ: J. Appl. Phys. 30, 1838 (1959). — [14] GARVILL, H.L., W.B. TEUTSCH und R.W. PIDD: J. Appl. Phys. 31, 1508 (1960). — [15] HERNQUIST, K.G., M. KANEFSKY und F.H. NORMAN: RCA Rev. 19, 244 (1958). — [16] RANKEN, W.A.: J. Appl. Phys. 31, 163 (1960).

Dr. KARL-GEORG GÜNTHER,
Siemens-Schuckertwerke AG, Zentral-Werkverwaltung
Laboratorium LS, Nürnberg, Katzwangerstraße 150

Ausbreitung von elektromagnetischen Zentimeterwellen in einem absorbierenden Paralleldrahtmedium

Von ERNST-GEORG NEUMANN

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 5. Juli 1961)

Verzeichnis der verwendeten Symbole

$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Asec/Vm}$	Influenzkonstante
$\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-9} \text{ Vsec/A m}$	Induktionskonstante
$\nu_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega$	Wellenwiderstand des freien Raumes
	relative Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums zwischen den Drähten
$Z = Z_0/\sqrt{\epsilon}$	Wellenwiderstand des Dielektrikums
	Wellenlänge im freien Raum
$\lambda = \lambda_0/\sqrt{\epsilon}$	Wellenlänge im Dielektrikum
λ_M	Wellenlänge in dem Paralleldrahtmedium
λ_{DM}	Dämpfungsmaß in dem Paralleldrahtmedium
$\nu = 2\pi f$	Kreisfrequenz
E	elektrische Feldstärke
U	elektrische Spannung
I	elektrischer Strom
$\tilde{R} = R + jX$	Flächenimpedanz eines Drahtgitters
τ	Leitfähigkeit
A, B	Kettenmatrizen
A_{mn}, B_{mn}	Elemente der Kettenmatrizen
λ	Stehwellenverhältnis
r	komplexer Reflexionsfaktor
$r = r $	Betrag des Reflexionsfaktors
φ, δ	Phasenwinkel
x, y, z	rechtwinklige Koordinaten
a	Gitterkonstante in Ausbreitungsrichtung
b	Gitterkonstante senkrecht zur Ausbreitungsrichtung
D	Drahtdurchmesser.

Seltener benutzte Symbole und die Indizierung der oben aufgeführten Symbole sind an den betreffenden Stellen erklärt.

Einleitung

Die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem Medium aus unendlich langen, einander parallelen Drähten ist im Fall metallischer Drähte verschiedentlich [1], [2], [3] untersucht worden. Das Medium stellt in bestimmten Frequenzbereichen ein künstliches Dielektrikum dar, in dem sich ebene Wellen mit einer Phasengeschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Die Phasengeschwindigkeit hängt stark von der Frequenz ab.

Im Fall von schlechtleitenden Drähten, wie z.B. Kohlefäden, scheint eine Untersuchung der Ausbreitung zu fehlen. Bei einer früheren Arbeit [4] wurde eine Schicht eines solchen verlustbehafteten „Paralleldrahtmediums“ verwendet, um den Reflexionsfaktor eines Absorbers bei schrägem Einfall einer elektromagnetischen Welle zu vermindern. Die gemessene Abhängigkeit des Reflexionsfaktors vom Einfallswinkel ließ sich theoretisch gut erklären, wenn man dem

Paralleldrahtmedium formal eine komplexe Leitfähigkeit zuschrieb.

Die vorliegende Arbeit untersucht experimentell und theoretisch die Dämpfung und die Wellenlänge einer ebenen Welle in dem Paralleldrahtmedium und die Reflexion an einer ebenen Grenzfläche des Mediums.

Experimenteller Teil

Meßverfahren und Meßapparatur

Das Paralleldrahtmedium bestehe aus unendlich langen, einander parallelen, leitenden, dünnen Drähten, die in einem regelmäßigen, rechtwinkligen Gitter angeordnet sind (Abb. 1). In x -Richtung breite sich eine

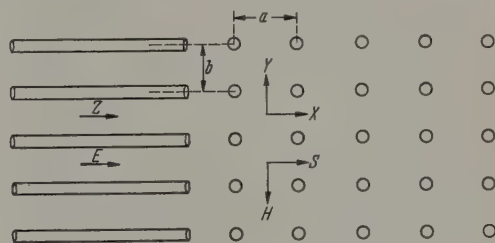


Abb. 1. Aufbau des Paralleldrahtmediums

ebene, elektromagnetische Welle aus, deren elektrischer Feldstärkevektor in Richtung der Drähte (z -Richtung) liege. Die Welle werde beschrieben durch $E(x)e^{j\omega t}e^{j\varphi(x)}$. Dabei ist $E(x)$ die Amplitude und $\varphi(x)$ der Phasenwinkel der elektrischen Feldstärke. Der Abstand der Drahtebenen in Ausbreitungsrichtung sei a , der Abstand zweier Drähte eines Drahtgitters in transversaler Richtung b . Das System leitender Drähte sei eingebettet in ein verlustfreies Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstanten ϵ .

Dämpfung und Wellenlänge einer Welle in einem Material werden meist indirekt durch Messung der Reflexion und Durchlässigkeit einer endlichen Probe bestimmt. Bei dem Paralleldrahtmedium ist es möglich, Dämpfung und Wellenlänge direkt durch Abtasten des Feldes in dem Medium nach Betrag und Phase zu messen.

Da die elektrische Feldstärke wegen der Geometrie des Mediums nur eine Komponente in z -Richtung besitzt, lassen sich in das Paralleldrahtmedium senkrecht zur z -Richtung liegende, gut leitende Ebenen einfügen, ohne das Feld zu stören. Diese Tatsache kann man ausnutzen, um die benötigte Probengröße und die Störung des Feldes durch die Abtastsonde und ihre Zuleitung zu verringern.

Es wird nur eine flache Scheibe des Paralleldrahtmediums aufgebaut und zwischen zwei Metallplatten eingefügt. Durch die Spiegelwirkung der Metallplatten erscheint dann das Medium in z -Richtung unendlich ausgedehnt. Die einzelnen Drähte müssen

mit den Metallplatten gut leitend verbunden werden, damit die Drahtströme in den Spiegelebenen nicht unterbrochen werden.

Ein Schlitz in Ausbreitungsrichtung der Welle in einer der beiden parallelen Metallplatten unterbricht keine Ströme und verändert deshalb das Feld nicht. Durch den Schlitz läßt sich eine Empfangssonde in das Paralleldrahtmedium einführen und die Feldstärke in Abhängigkeit vom Ort abtasten. Zwei parallele Metallplatten, zwischen denen eine ebene, elektromagnetische TEM-Welle geführt wird, bezeichnet man als Flachraum, im Englischen als parallel plate transmission line. Flachräume sind schon öfters zur Untersuchung von Ausbreitungsfragen herangezogen worden [5], [6], [7], [8].

Ein Klystrongenerator K (Abb. 2) liefert eine mit 1000 Hz rechteckmodulierte elektromagnetische Welle

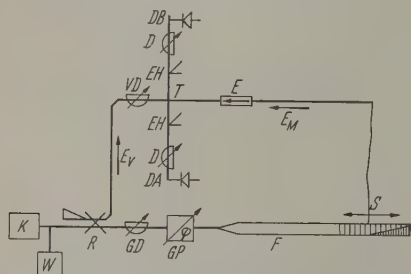


Abb. 2. Schema der Meßanordnung. K Klystrongenerator, W Wellenmesser, R Richtkoppler, GD geeichtetes Dämpfungsglied, GP geeichteter Phasenschieber, F Flachraum, S Abtastsonde, E Einwegleiter, T Doppel-T, EH EH-Anpassungstransformator, DA , DB Diodenabschlüsse, D , VD variable Dämpfungsglieder. Gezeichnet ist die Schaltung zur Phasenmessung. Zur Dämpfungsmessung wird das von der Sonde empfangene Signal gleichgerichtet

im Wellenlängenbereich um 3 cm. Durch Rechteck-Hohlleiter wird die Welle zum Flachraum F geführt. Vorher wird ein Teil der Welle zur Frequenzmessung mit dem Wellenmesser W , ein anderer Teil über einen Richtkoppler R als Vergleichssignal für die Phasenmessung ausgekoppelt. Mit einem geeichten, breitbandigen, nicht phasendrehenden Dämpfungsglied GD läßt sich die Amplitude $E(x)$, mit einem geeichten, frequenzunabhängigen Phasenschieber GP die Phase $\varphi(x)$ der Welle im Flachraum definiert variieren.

Durch einen flachen Trichter mit einem Öffnungswinkel von 20° und einer Öffnungsbreite von 16 cm wird die Welle gebündelt in den Flachraum¹ abgestrahlt. Die beiden Metallplatten sind 1 m breit und 4,3 m lang; ihr Abstand beträgt 15 mm. Reflexionen an den Plattenrändern werden durch Absorber aus keilförmigen Rotbuche Brettern vermieden.

In einem Abstand von etwa 3,5 m vom Trichter beginnt der Längsschlitz in der Mitte der oberen Platte. Eine Abtastsonde S wird von einem Synchronmotor mit einer Geschwindigkeit von 3 mm/sec durch den Schlitz gezogen. Das von der abstimmbaren Sonde empfangene Signal wird von einer Siliziumdiode gleichgerichtet. Die von der Sonde abgegebene Spannung ist bei ideal quadratischer Diodenkennlinie proportional dem Quadrat der Feldstärke am Ort der Sonde. Die Spannung an der Diode wird mit einem empfind-

lichen 1000 Hz-Resonanzverstärker verstärkt und mit einem Pegelschreiber registriert. Auch die Papiergeschwindigkeit beträgt 3 mm/sec, so daß der Abbildungsmaßstab 1:1 ist. Die Feldstärke wird in dem logarithmischen Dezibelmaß registriert. Einen Feldstärkeverhältnis von E_1/E_2 entsprechen darin $20 \cdot \log E_1/E_2$ Dezibel (dB). In den Pegelschreiber ist ein 50 dB-Potentiometer eingesetzt. Wegen der quadratischen Kennlinie der Diode entspricht die Gesamtbreite des Registrierstreifens (100 mm) einem Feldstärkeverhältnis von 25 dB.

Durch Austausch der Diode gegen ein Übergangsstück läßt sich das von der Sonde empfangene HF-Signal auch durch ein Koaxialkabel entnehmen. Zur Messung der Phase der Feldstärke wird die empfangene Welle einer Phasenbrücke zugeführt.

Die verwendete Phasenbrücke ist bei KLEIN WÄCHTER [9] angegeben und besteht im wesentlichen aus einem Hohlleiter-Doppel-T, in dessen H -Arm damit dem Richtkoppler entnommene Vergleichssignale und in dessen E -Arm das Meßsignal eingekoppelt werden. Bei Symmetrie des Doppel-T und Anpassung der beiden Seitenarme erzeugt die in den H -Arm einlaufende Bezugswelle in den Seitenarmen zwei gleichphasige Wellen gleicher Amplitude, die in den E -Arm einlaufende empfangene Welle zwei gegenphasige Wellen gleicher Amplitude. Wenn der Phasenwinkel zwischen Meßsignal und Vergleichssignal $+\pi/2$ oder $-\pi/2$ beträgt, sind die Amplituden der in den beiden Seitenarmen resultierenden Wellen gleich groß. Die beiden Dioden DA und DB an den Seitenarmen liefern die gleiche Spannung. Schaltet man die beiden Dioden entgegengesetzt gepolt in Serie, so ist die Differenzspannung bei den angegebenen Phasenwinkeln Null, unabhängig von der Amplitude des Meßsignals!

Die Differenz der Diodenspannungen wird mit dem 1000 Hz-Resonanzverstärker und dem Pegelschreiber in Abhängigkeit vom Ort der Abtastsonde registriert. Jedesmal, wenn sich die Phase $\varphi(x)$ der Feldstärke um π geändert hat, zeigt die Differenzspannung ein scharfes, tiefes Minimum (Abb. 5).

Die Dioden werden mit EH-Transformatorer reflexionsarm an den Hohlleiter angepaßt. Die eventuell unterschiedliche Empfindlichkeit der beiden Dioden kann mit variablen Dämpfungsgliedern D ausgeglichen werden. Das variable Dämpfungsglied VD dient zum Einstellen eines günstigen Vergleichspegels. Eine Einwegleitung E vermindert die Störungen durch den kleinen Bruchteil der Vergleichswelle, der bei kleinen Unsymmetrien des Doppel-T oder Fehlanpassung der Seitenarme in den E -Arm gekoppelt wird.

Es ist der wesentliche Vorteil dieser Phasenbrücke, daß es bei sich änderndem Pegel des Meßsignals nicht erforderlich ist, die Amplitude der Vergleichswelle nachzuführen.

Die verwendeten Hohlleiter-Bauteile gestatten Messungen im Wellenlängenintervall von etwa 2,5 bis 4 cm.

Die zum Aufbau einer Probe des Paralleldrahtmediums benutzten schlechtleitenden Drähte werden aus einer mit Graphit versetzten, leitenden Kunststoff-Folie² von 0,3 mm Dicke ausgeschnitten. Die

¹ Die Messungen konnten in einem Flachraum ausgeführt werden, der von V. MÜLLER [8] zur Untersuchung des Beugungsnahfeldes von verlustlosen dielektrischen Kreiszyklindern aufgebaut worden war.

² Rhepanol der Rheinischen Gummi- und Zelluloidfabrik, Mannheim.

Drähte haben etwa quadratischen Querschnitt von 3 mm Kantenlänge. Der Widerstand zwischen zwei Kannten eines Quadrates der Folie, der „Flächenwiderstand“ der Folie, beträgt bei Gleichstrom etwa 1 Ohm. Der Widerstand jedes einzelnen Drahtes wird mit Gleichstrom gemessen. Er beträgt $40 \Omega/\text{mm} \pm 15\%$.

Der Abstand der Drahtachsen in Ausbreitungsrichtung wird gleich $a = 15 \text{ mm}$ gewählt, damit bei einer mittleren Wellenlänge von etwa 3 cm die Gitterkonstante eine halbe Wellenlänge ist. Nach der Theorie sind bei einem Verhältnis Gitterkonstante in Ausbreitungsrichtung zu Wellenlänge in dem tragenden Dielektrikum $a/\lambda = 0,5$ besonders auffällige Erscheinungen zu erwarten. Der transversale Abstand der Drahtachsen ist gleich $b = 10 \text{ mm}$. Damit ist eine für die Ableitung der Dispersionsformel notwendige Voraussetzung: $b < a$ erfüllt.

Die Schwierigkeit, die Drähte zu halten und galvanischen Kontakt mit den beiden Metallplatten des Flachraumes herzustellen, läßt sich auf folgende Weise lösen: Als tragendes Dielektrikum wird ein elastischer Schaumstoff mit einer Dielektrizitätskonstanten nahe 1 ($\epsilon = 1,06$) und sehr kleinen dielektrischen Verlusten gewählt. Die Wellenlänge $\lambda = \lambda_0/\sqrt{\epsilon} = \lambda_0/1,03$ in diesem Dielektrikum ist nur um 3% kleiner als die Vakuumwellenlänge. Aus dem Schaumstoff wird eine 15 mm dicke Platte der Größe 25 cm \times 49 cm geschnitten und von oben und unten mit je einer ebenso großen 0,1 mm dicken Kupferfolie beklebt (Abb. 3). Vorher sind in die Kupferfolien zwei kongruente Lochgitter gestanzt worden (Durchmesser der Löcher: 1,4 mm). In die obere Folie ist außerdem ein Längsschlitz und in den Schaumstoff ein Graben für die Sonde geschnitten worden. Die einzelnen Drähte werden mit einer Stopfnadel durch zwei gegenüberliegende Löcher und den Schaumstoff gefädelt. Leitsilbertropfen sorgen für galvanischen Kontakt zwischen den Drahtenden und der Kupferfolie.

Der letzte, 1,6 m lange Abschnitt der oberen Platte des Flachraumes läßt sich aufklappen. Die Probe wird in den Flachraum unter die Sonde gelegt. Für die Probe übernehmen die Kupferfolien die Rolle der die Welle führenden, parallelen, leitenden Ebenen. An dem Übergangsrand sind die Kupferfolien eingeschlitzt. Der elastische Schaumstoff drückt die einzelnen schmalen Zungen der Folie an die Platten des Flachraumes, so daß die Ströme von den Platten auf die Kupferfolie übergehen können. Auf entsprechende Weise wird der nötige Kontakt an der Fuge zwischen der festen und der aufklappbaren oberen Platte des Flachraumes durch einen Streifen elastischen Schaumstoffes und einen Streifen an den Seiten geschlitzter Kupferfolie hergestellt.

An der dem Sender abgewandten Seite der Probe geht das Paralleldrahtmedium allmählich in einen Absorber über, der aus parallelen, spitz auslaufenden Streifen aus Graphitpapier mit einem Flächenwiderstand von etwa 150 Ω besteht. Dadurch werden Reflexionen am Ende der Probe vermieden. Die Probe erscheint für die Welle unendlich lang. In der Probe existiert eine fortschreitende Welle.

Bei einem Durchlauf der Sonde längs des Schlitzes werden nacheinander das Feld stehender Wellen vor dem Medium und die sich in ihm ausbreitende gedämpfte Welle registriert.

Messung der Ausbreitung einer Welle in einem verlustbehafteten Paralleldrahtmedium

Vor jeder Pegelregistrierung wird der Empfänger geeicht, indem die Feldstärke mit dem geeichten Dämpfungsglied schrittweise um jeweils 5 dB verkleinert, und das empfangene Signal registriert wird.

Abb. 4 zeigt als Beispiel einer Pegelregistrierung den Verlauf der Feldstärke in Dezibel bei einer Wellenlänge von $\lambda = 3,97 \text{ cm}$ ($a/\lambda = 0,378$). Die Welle ist von links einfallend zu denken. Die Lage der Drahtgitter ist durch senkrechte Striche bezeichnet.

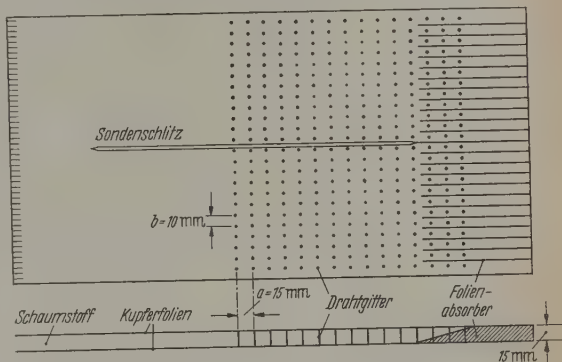


Abb. 3. Aufbau und Abmessungen einer Probe des Paralleldrahtmediums

Vor dem Medium beobachtet man eine stehende Welle durch Überlagerung der einfallenden und der an dem Medium reflektierten Welle. Der Abstand der Minima beträgt eine halbe Wellenlänge $\lambda/2$. Aus dem

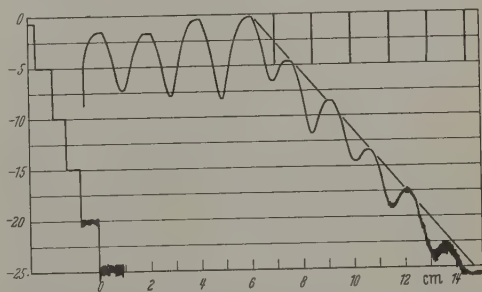


Abb. 4. Registrierung der Feldstärke einer Welle vor und in einer Probe des Paralleldrahtmediums. Feldstärke logarithmisch in Dezibel. $a/\lambda = 0,378$. Die Lagen der Drahtgitter sind durch senkrechte Striche bezeichnet

Verhältnis d der Feldstärken in den Maxima und den Minima wird der Reflexionsfaktor r berechnet:

$$r = \frac{d - 1}{d + 1} \quad (1)$$

In dem Medium klingt die Welle exponentiell gedämpft ab. Dem exponentiellen Pegelabfall sind jedoch periodische Schwankungen überlagert. Unabhängig von der Wellenlänge λ beträgt hier der Abstand zweier Minima 15 mm, das ist die Gitterkonstante a in Ausbreitungsrichtung. Die Minima der Feldstärke liegen in den Ebenen der Drahtgitter. Die Maxima der Feldstärke zwischen den Drahtgittern liegen im Pegeldiagramm annähernd auf einer Geraden.

Wenn man von den Schwankungen des Feldes abseht, verhält sich das Paralleldrahtmedium wie ein

homogenes Medium mit dem mittleren Dämpfungsmaß α_M , das man aus der Steigung der Abklinggeraden entnehmen kann. Durch Multiplikation von α_M mit der Wellenlänge erhält man $\alpha_M \cdot \lambda$, die Dämpfung längs einer Wellenlänge.

Zur Messung der Wellenlänge in dem Paralleldrahtmedium wird die Differenzspannung der Phasen-

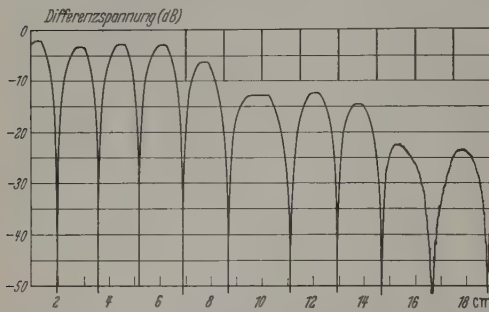


Abb. 5. Differenz der Spannungen an den beiden Dioden der Phasenbrücke in Abhängigkeit vom Ort der Abtastsonde. $a/\lambda = 0,46$. Differenzspannung in Dezibel. Die Lagen der Drahtgitter sind durch senkrechte Striche bezeichnet

brücke als Funktion des Ortes registriert. Zum Abgleich der Phasenbrücke wird das geeichte Dämpfungs-glied auf maximale Dämpfung (etwa 70 dB) eingestellt. Jede der beiden Brückendioden wird mit dem zugehörigen EH-Abstimmglied auf maximales Signal

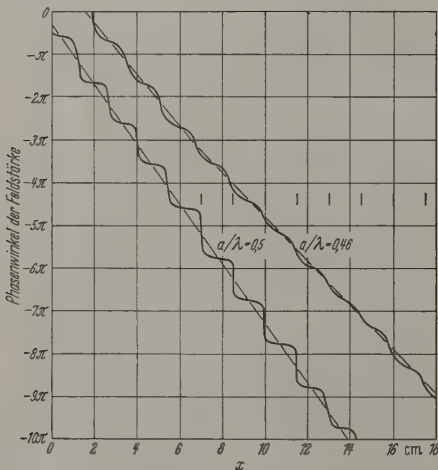


Abb. 6. Gemessener Phasenwinkel der Feldstärke als Funktion des Ortes für $a/\lambda = 0,46$ und für $a/\lambda = 0,5$. Die Lagen der Gitterebenen sind durch senkrechte Striche bezeichnet

angepaßt. Die Differenzspannung wird mit den variablen Dämpfungsgliedern zu Null gemacht.

Abb. 5 zeigt als Beispiel die Registrierung der Differenzspannung für $\lambda = 3,26$ cm. Scharfe Minima bezeichnen die Stellen, an denen sich Meßsignal und Vergleichssignal um $+\pi/2$ oder um $-\pi/2$ in der Phase unterscheiden. Aufeinanderfolgende Minima liegen an Stellen, wo der auf das erste Minimum bezogene Phasenwinkel die Werte $0, -\pi, -2\pi, -3\pi, -4\pi$ usw. annimmt. Vor dem Paralleldrahtmedium ist der Abstand zweier Minima gleich der halben Wellenlänge $\lambda/2$, in dem Medium ist der Abstand der Minima ungleichmäßig und größer als vor dem Medium.

Durch Drehung des Phasenwinkels der Feldstärke im Flachraum um einen Phasenwinkel $\Delta\varphi$ mit Hilfe des geeichten Phasenschiebers lassen sich durch eine weitere Registrierung der Differenzspannung die Stellen auffinden, an denen der wie oben bezogene Phasenwinkel die Werte $-\Delta\varphi, -\pi-\Delta\varphi, -2\pi-\Delta\varphi, -3\pi-\Delta\varphi, -4\pi-\Delta\varphi$ usw. hat. Gibt man $\Delta\varphi$ nacheinander z.B. die Werte

$$0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8, \dots, 7\pi/8,$$

so läßt sich der Phasenwinkel der Feldstärke als Funktion des Ortes zeichnen. Abb. 6 zeigt als Beispiele die für $a/\lambda = 0,46$ und $a/\lambda = 0,5$ gemessenen Phasenkurven.

Vor dem Medium schwankt der Phasenwinkel um eine Gerade. Die Periodenlänge der Schwankung ist gleich der halben Wellenlänge $\lambda/2$. Die Steigung der Geraden $d\varphi/dx = -2\pi/\lambda$ ist durch die Wellenlänge im Dielektrikum bestimmt. Es handelt sich um den bekannten Verlauf des Phasenwinkels in einer stehenden Welle.

In dem Paralleldrahtmedium schwankt der Phasenwinkel um eine Gerade mit kleinerem Gefälle. Die Periodenlänge der Schwankung ist hier gleich der Gitterkonstanten a . Wenn man von den Schwankungen des Phasenwinkels absieht, verhält sich das Paralleldrahtmedium wie ein homogenes Medium, in dem die Welle eine größere Wellenlänge λ_M hat. Die Wellenlänge λ_M wird definiert mit Hilfe der Steigung der Geraden:

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_M = -\frac{2\pi}{\lambda_M} \quad (2)$$

Die Phasengeschwindigkeit $v = \lambda_M c / \lambda_0$ ist größer als die Lichtgeschwindigkeit c , der Brechungsindex $n = \lambda_0 / \lambda_M$ ist kleiner als Eins.

In dem Sonderfall $a/\lambda = 0,5$ springt die Phase in jeder Drahtebene um π und ist zwischen zwei Drahtgittern nahezu konstant. Die Wellenlänge im Medium ist praktisch gleich der im Dielektrikum $\lambda_M = \lambda$. Die stehende Welle vor dem Paralleldrahtmedium setzt sich in das Medium hinein fort.

Reflexionsfaktor r , Dämpfung pro Wellenlänge $\alpha_M \lambda$ und das Verhältnis λ/λ_M der Wellenlängen sind nach den beschriebenen Verfahren im Wellenlängenbereich $\lambda = 3,97$ cm bis $\lambda = 2,18$ cm ($0,378 \leq a/\lambda \leq 0,69$) gemessen und in den Abb. 7a bis 7c durch kleine Kreise graphisch dargestellt worden. In der Abszisse ist a/λ , also eine der Frequenz proportionale Größe aufgetragen. Die eingezeichneten Kurven sind nach der weiter unten folgenden Theorie berechnet worden. Dabei sind die Ergebnisse einer Messung der Flächenimpedanz eines einzelnen Drahtgitters verwendet worden.

Der Reflexionsfaktor ist für $a/\lambda = 0,5$ am größten und fällt bei höheren und tieferen Frequenzen ab. Die Dämpfung pro Wellenlänge ist für $a/\lambda = 0,5$ am kleinsten und wächst mit zunehmender Wellenlänge. Bei abnehmender Wellenlänge erfolgt ein Anstieg und dann ein Abfall der Dämpfung. Das Verhältnis λ/λ_M ist durchweg kleiner als 1 und bei $a/\lambda = 0,5$ am größten.

Messung der Flächenimpedanz eines einzelnen Drahtgitters

Zur Auswertung der Theorie zum Paralleldrahtmedium ist es erforderlich, die Eigenschaften einer einzelnen Drahtebene zu kennen. Sie lassen sich im

all $b < \lambda$ durch eine komplexe Größe, die Flächenimpedanz $\Re = R + jX$, charakterisieren. Reflexion und Durchlässigkeit des Gitters sind durch die Flächenimpedanz eindeutig bestimmt.

Die Flächenimpedanz läßt sich definieren durch einen komplexen Reflexionsfaktor r des Drahtgitters, wenn es im Abstand von einer viertel Wellenlänge vor einer ebenen, gut leitenden Wand aufgestellt ist und von einer senkrecht auffallenden, ebenen, elektromagnetischen Welle getroffen wird:

$$\frac{\Re}{Z} = \frac{1+r}{1-r} \quad (3)$$

Genau so, wie in der Hochfrequenztechnik unbekannte Widerstände mit einer Meßleitung gemessen werden, läßt sich im Flachraum die Flächenimpedanz eines Drahtgitters mit einer verschiebbaren Sonde bestimmen. Der Betrag des Reflexionsfaktors r wird aus dem Stehwellenverhältnis vor dem Gitter, die Phase des Reflexionsfaktors aus der Verschiebung der Minima der stehenden Welle gegenüber dem Leerlauf bestimmt. Aus dem Smith-Diagramm läßt sich der nach Gl. (3) zu einem Reflexionsfaktor r gehörende Wert \Re/Z der Flächenimpedanz (bezogen auf den Wellenwiderstand des Dielektrikums) entnehmen.

Zur Messung der Flächenimpedanz dient eine neue Probe, deren Schaumstoffplatte nur eine Reihe von Drähten enthält. Ein 15 mm hoher Messingbalken schließt die beiden Kupferfolien eine viertel Wellenlänge hinter der Drahtreihe kurz. Zunächst wird die Feldstärke vor dem Kurzschluß mit einer Blindprobe (Schaumstoffplatte mit Kupferfolien, aber ohne Drahtreihe) registriert. Am späteren Ort der Drahtreihe ist jetzt die magnetische Feldstärke Null (Leerlauf). Aus der Verschiebung der Minima und dem Stehwellenverhältnis nach Einsetzen der Probe mit der Drahtreihe wird die Flächenimpedanz berechnet.

Realteil R/Z und Imaginärteil X/Z der Flächenimpedanz eines Drahtgitters mit der gleichen Gitterkonstanten $b = 10$ mm und aus den gleichen Drähten wie die Probe des Paralleldrahtmediums wurden als Funktion der Wellenlänge gemessen. Der Realteil der Flächenimpedanz ist annähernd konstant $R/Z = 0,38$, der Imaginärteil ist positiv und wächst mit der Frequenz. Das Drahtgitter verhält sich also wie die Serienschaltung eines ohmschen und eines induktiven Widerstandes.

Der Verlauf des Imaginärteiles der Flächenimpedanz läßt sich in dem gemessenen Bereich durch die Gerade $X/Z = 2,84 \cdot a/\lambda - 0,75$ approximieren. Die Gerade geht nicht durch den Nullpunkt. Das ist wahrscheinlich auf den inneren Aufbau des leitenden Kunststoffes zurückzuführen, aus dem die einzelnen Drähte hergestellt sind. Die eingelagerten Graphitteilchen werden nicht sämtlich untereinander leitenden Kontakt haben. Sie wirken wie eine Kette von Kondensatoren und Widerständen, führen also eine kapazitive Komponente in den Widerstand eines Drahtes und damit in die Flächenimpedanz ein.

Theoretischer Teil

Ableitung der Dispersionsformel

Im folgenden wird mit Hilfe einer Leitungsanalogie eine Theorie des verlustbehafteten Paralleldrahtmediums abgeleitet. Sie beschreibt die Wellenaus-

breitung in dem Paralleldrahtmedium im wesentlichen richtig. Eine Dispersionsformel gestattet, Dämpfung und Wellenlänge; eine Formel für den Wellenwiderstand, die Reflexion zu berechnen.

Der Durchgang und die Reflexion von elektromagnetischen Wellen durch einzelne ebene Drahtgitter wurden schon häufig experimentell und theoretisch behandelt u.a. von IGNATOWSKI [10], MACFARLANE [11], FRANZ [12] und LEWIS und CASEY [13]. In dieser Arbeit wird die von MACFARLANE [11] berechnete Flächenimpedanz einer Ebene aus ideal leitenden, parallelen Drähten benutzt. Bei Drähten

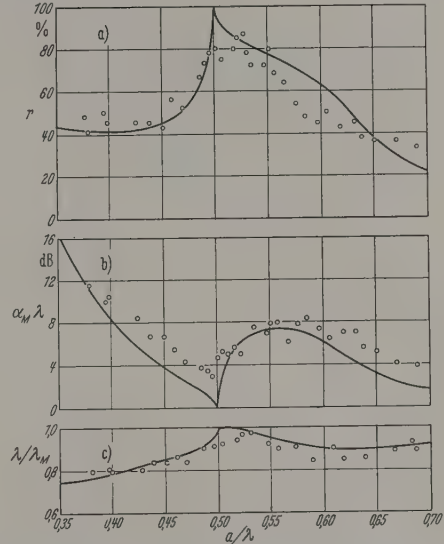


Abb. 7a-c. Reflexion und Ausbreitungskonstanten einer Probe des Paralleldrahtmediums als Funktion von a/λ . Kreise Meßwerte, Kurven berechnet mit Hilfe der gemessenen Flächenimpedanz eines einzelnen Drahtgitters. a Reflexionsfaktor des Paralleldrahtmediums; b Dämpfung pro Wellenlänge; c Brechungsindex

mit rundem Querschnitt vom Durchmesser D und einem Abstand b der Drahtachsen beträgt die Flächenimpedanz danach

$$\Re = jX = jZ \frac{b}{\lambda} [\ln b/\pi D + F(b/\lambda)] \quad (4)$$

Dabei ist Z der Wellenwiderstand des Dielektrikums, in das die Drähte eingebettet sind und λ die Wellenlänge in diesem Dielektrikum. Es ist vorausgesetzt, daß der Drahtdurchmesser D klein gegen den Drahtabstand b und dieser kleiner als die Wellenlänge λ ist. Wenn die Gitterkonstante b größer als die Wellenlänge ist, gehen von dem Drahtgitter nicht nur eine durchgelassene und eine reflektierte Welle (Wellen nullter Ordnung), sondern weitere, seitlich gebeugte Wellen höherer Ordnung aus. Die Charakterisierung des Drahtgitters durch eine komplexe Flächenimpedanz ist dann nicht möglich.

Das Glied $F(b/\lambda)$ bedeutet eine bei großen Wellenlängen vernachlässigbare Korrektur:

$$F(b/\lambda) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - (b/n\lambda)^2}} - 1 \right] \quad (5)$$

Die Flächenimpedanz einer einzelnen Drahtebene aus gut leitenden Drähten ist positiv imaginär und

steigt bei kleinen Frequenzen, wenn $F(b/\lambda)$ vernachlässigbar ist, linear mit der Frequenz an, ist also induktiv.

Bei Drähten mit nicht vernachlässigbarem ohmschen Widerstand ist nach LEWIS und CASEY [13] und nach der im experimentellen Teil beschriebenen Messung der Flächenimpedanz zu dem induktiven Widerstand (4) ein ohmscher Widerstand in Serie geschaltet:

$$\Re - R + jX.$$

Die Eigenschaften des verlustbehafteten Paralleldrahtmediums werden in dieser Arbeit nach einem von COHN [14] und BROWN [1] angegebenen Verfahren

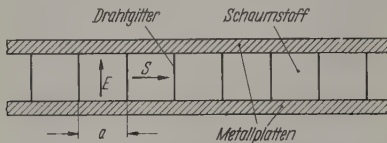


Abb. 8a. Das Paralleldrahtmedium im Flachraum

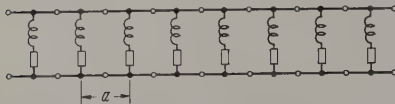


Abb. 8b. Die äquivalente Leitungsschaltung

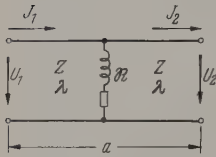


Abb. 8c. Ein einzelner Leitungs-vierpol

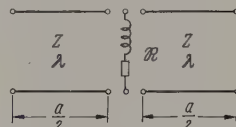


Abb. 8d. Die äquivalente Ketten-schaltung von drei Vierpolen

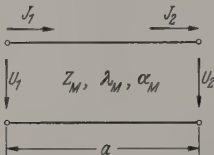


Abb. 8e. Das äquivalente Stück dämpfender Leitung

berechnet. Dieses Verfahren nutzt die Analogien zwischen der Ausbreitung von ebenen elektromagnetischen Wellen im Raum und der Ausbreitung von Wellen längs Leitungen aus. Die elektrische Feldstärke entspricht der Spannung, die magnetische dem Strom. Dem freien Raum wird eine Leitung mit dem Wellenwiderstand $Z_0 = 377 \Omega$, einem Dielektrikum eine Leitung mit dem Wellenwiderstand $Z = Z_0/\sqrt{\epsilon}$ zugeordnet. Die Phasengeschwindigkeit auf der Ersatzleitung ist dieselbe wie im Raum. Eine ebene Anordnung von leitenden Elementen im Raum entspricht einer quer über die Leitung geschalteten Impedanz.

Die dem verlustbehafteten Paralleldrahtmedium (Abb. 8a) äquivalente Leitungsschaltung ist eine Leitung mit dem Wellenwiderstand Z und der Wellenlänge λ , die in regelmäßigen Abständen a durch Querwiderstände überbrückt ist (Abb. 8b). Diese Analogie ist nur zulässig, falls die longitudinale Gitterkonstante a größer als die transversale b ist (vgl. BROWN [1]). Nur dann werden nämlich die durch den

Imaginärteil der Flächenimpedanz pauschal beschriebenen Nahfelder der Drahtgitter durch die benachbarten Gitter nicht beeinflusst.

Zur Berechnung der Übertragungseigenschaften der äquivalenten Leitung (Abb. 8b) wird sie als Ketten-schaltung von einzelnen Leitungsvierpolen (Abb. 8c) der Länge a aufgefaßt. Strom I_1 und Spannung U_1 am Eingang des Vierpols sind lineare Funktionen des Stromes I_2 und der Spannung U_2 am Ausgang:

$$\begin{cases} U_1 = A_{11} U_2 + A_{12} I_2 \\ I_1 = A_{21} U_2 + A_{22} I_2 \end{cases} \quad (9)$$

Die Matrix

$$A = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \quad (10)$$

ist die Kettenmatrix des Vierpols.

Jeder einzelne Leitungsvierpol läßt sich nach Abb. 8d weiter zerlegen in die Ketten-schaltung von drei Vierpolen: in zwei Leitungsstücke und eine Querimpedanz. Die Kettenmatrix A ist gleich dem Matrizenprodukt der bekannten Kettenmatritzen der drei Vierpole:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \pi a/\lambda & j Z \sin \pi a/\lambda \\ j Z \sin \pi a/\lambda & \cos \pi a/\lambda \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/\Re & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \pi a/\lambda & j Z \sin \pi a/\lambda \\ j Z \sin \pi a/\lambda & \cos \pi a/\lambda \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos 2\pi a/\lambda + \frac{jZ}{2\Re} \sin 2\pi a/\lambda & \\ j 2 \frac{j}{Z} \sin \pi a/\lambda \cdot \cos \pi a/\lambda + \frac{1}{\Re} \cos^2 \pi a/\lambda & \\ j 2 Z \sin \pi a/\lambda \cdot \cos \pi a/\lambda - \frac{Z^2}{\Re} \sin^2 \pi a/\lambda & \\ \cos 2\pi a/\lambda + \frac{jZ}{2\Re} \sin 2\pi a/\lambda & \end{bmatrix} \quad (11) \end{aligned}$$

Da der einzelne Leitungsvierpol Abb. 8c symmetrisch und umkehrbar ist, läßt er sich durch ein Stück homogener, verlustbehafteter Leitung ersetzen (Abb. 8e). Ein Leitungsstück der Länge a hat die Kettenmatrix:

$$B = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha_M a + j 2\pi a/\lambda_M) & \\ \frac{1}{Z_M} \sin(\alpha_M a + j 2\pi a/\lambda_M) & \\ Z_M \sin(\alpha_M a + j 2\pi a/\lambda_M) & \\ \cos(\alpha_M a + j 2\pi a/\lambda_M) & \end{bmatrix} \quad (12)$$

Die Größen α_M , λ_M und Z_M sind Dämpfungsmaß, Wellenlänge und komplexer Wellenwiderstand der Leitung.

Wenn die Kettenmatritzen A und B übereinstimmen, haben Vierpol und Leitungsstück gleiche Übertragungseigenschaften. Gleichsetzen von A_{11} und B_{11} liefert eine Bestimmungsgleichung für Dämpfung α_M und Wellenlänge λ_M , die Dispersionsformel:

$$\cos(\alpha_M a + j 2\pi a/\lambda_M) = \cos 2\pi a/\lambda + \frac{jZ}{2\Re} \sin 2\pi a/\lambda. \quad (13)$$

Aus $B_{12}/B_{21} = A_{12}/A_{21}$ folgt mit Gl. (10) der Wellenwiderstand der äquivalenten Leitung:

$$Z_M = j Z \frac{\tan \pi a/\lambda}{\tan(\alpha_M a/2 + j \pi a/\lambda_M)}. \quad (14)$$

Geht man nun vom Bild der äquivalenten Leitung wieder auf das unendlich ausgedehnte Medium über, so ist das Paralleldrahtmedium ersetzt worden durch ein homogenes Medium mit dem Wellenwiderstand Z_M , dem Dämpfungsmaß α_M und der Wellenlänge λ_M .

Im Falle unendlich gut leitender Drähte, für die die Flächenimpedanz durch Gl. (4) gegeben ist, geht die Dispersionsformel (10) über in eine der beiden Gleichungen:

$$\cos \alpha_M a = \cos 2\pi a/\lambda + \frac{\lambda \cdot \sin 2\pi a/\lambda}{2b [\ln b/\pi D + F(b/\lambda)]} \quad (12)$$

Falls der Betrag der rechten Seite von Gl. (10) größer als 1 ist, oder

$$\cos 2\pi a/\lambda_M = \cos 2\pi a/\lambda + \frac{\lambda \cdot \sin 2\pi a/\lambda}{2b [\ln b/\pi D + F(b/\lambda)]} \quad (13)$$

Falls der Betrag der rechten Seite kleiner als 1 ist.

Der Fall gut leitender Drähte ist von BROWN [1] ausführlich behandelt worden. Über der Frequenzachse wechseln Sperr- und Durchlaßbereiche einander ab. In den Durchlaßbereichen ändert sich die Phasengeschwindigkeit sehr schnell mit der Frequenz. BROWN nutzte diese starke Dispersion aus, um einen Radarstrahl bei feststehender Antenne durch ein vorgeschaltetes Prisma aus parallelen Drähten mit Hilfe von Frequenzmodulation des Senders periodisch zu schwenken.

Im Fall von schlechtleitenden Drähten ($R > 0$) ist die numerische Berechnung von Dämpfung, Wellenlänge und Reflexionsfaktor als Funktion der Frequenz (bzw. a/λ) und der verschiedenen Parameter langwierig. Aus diesem Grunde wurde sie elektronisch mit einem Magnetrommelrechner IBM 650 durchgeführt.

Der gemessene Verlauf der Flächenimpedanz der im Experiment verwendeten Drahtgitter:

$$R/Z = 0,38 + j(2,84a/\lambda - 0,75) \quad (b/a = 10/15)$$

wurde in die Dispersionsformel eingesetzt und die Dämpfung pro Wellenlänge $\alpha_M \cdot \lambda$, das Verhältnis λ/λ_M und der Betrag des Reflexionsfaktors

$$r = |r| = \left| \frac{Z_M - Z}{Z_M + Z} \right| \quad (14)$$

als Funktion von a/λ berechnet.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind durch die in den Abb. 7a bis 7c eingezeichneten Kurven dargestellt worden. Die Meßergebnisse bestätigen den charakteristischen Verlauf der drei Funktionen. Die Abweichungen zwischen einzelnen Meßwerten und den theoretischen Kurven lassen sich durch die begrenzte Meßgenauigkeit erklären.

Für eine weitere Kontrolle der abgeleiteten Theorie wurde auch der Feldverlauf im Innern des Paralleldrahtmediums berechnet. Die Feldstärke im Raum zwischen zwei beliebig herausgegriffenen Drahtgittern ist proportional zu

$$e^{-j2\pi x/\lambda} + r e^{+j2\pi x/\lambda} \quad (15)$$

mit

$$-0,5a/\lambda \leq x/\lambda \leq +0,5a/\lambda.$$

Dabei liegt der Punkt $x=0$ in der Mitte zwischen den Drahtebenen. In dem nächsten, in Ausbreitungsrichtung folgenden folgenden Zwischenraum ist der Pegel der Feldstärke um $\alpha_M a \cdot 20 \cdot \log e$ Dezibel, die Phase um einen Winkel $2\pi a/\lambda_M$ kleiner.

Es wurden spezielle Werte der Parameter eingesetzt: $a = 15$ mm, $\lambda = 40$ mm, $R/Z = 0,38 + j(2,84a/\lambda - 0,75)$. Mit diesen Werten ergibt die Rechnung:

$$\alpha_M \cdot \lambda = 12,2 \text{ dB}, \quad \lambda/\lambda_M = 0,759, \quad r = 0,422 e^{j0,58}.$$

Der berechnete Verlauf von Pegel und Phase ist in Abb. 9 graphisch dargestellt worden.

Der berechnete Verlauf des Pegels (Abb. 9a) ist mit der Registrierkurve Abb. 4, der berechnete Phasenverlauf (Abb. 9b) mit dem gemessenen Abb. 6 zu vergleichen. Mit der Leitungsanalogie läßt sich also das Feld im Paralleldrahtmedium im wesentlichen richtig beschreiben.

Um den Einfluß des Drahtwiderstandes R/Z auf den Verlauf von Dämpfung, Wellenlänge und Reflexionsfaktor zu überblicken, wurden diese Größen für

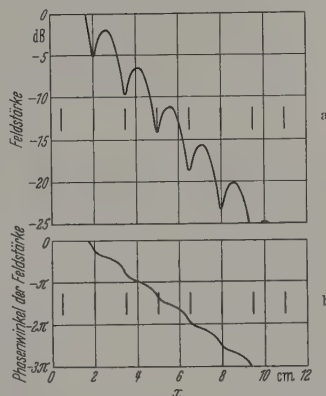


Abb. 9. a Berechnete Feldstärke in dB als Funktion des Ortes.
b Berechnete Phase der Feldstärke als Funktion des Ortes

die drei Fälle $R/Z = 0$, $R/Z = 0,38$ und $R/Z = 3$ berechnet und in den Abb. 10a bis 10c graphisch dargestellt. In allen drei Fällen ist der Imaginärteil der Flächenimpedanz durch $\frac{a}{b} \ln b/\pi D = 1,34$ und $b/a = 10/15$ bestimmt. Bei dieser Wahl der Parameter ist der Imaginärteil der Flächenimpedanz für $a/\lambda = 0,5$ gerade gleich dem gemessenen Wert.

Im folgenden werden die drei Fälle:

- unendlich gut leitende Drähte: $R/Z = 0$
- schlechtleitende Drähte: $R/Z = 3$ und
- Drähte mittleren Widerstandes $R/Z = 0,38$

diskutiert und miteinander verglichen.

Im Fall gut leitender Drähte ist für kleine Frequenzen die rechte Seite von Gl. (10) größer als 1. Es ist keine fortschreitende Welle möglich, die Welle wird wie an einer Metallplatte vollständig reflektiert. Zwischen $a/\lambda = 0,29$ und $a/\lambda = 0,5$ durchläuft die rechte Seite die Werte von $+1$ bis -1 . In diesem Durchlaßbereich breitet sich eine Welle ungedämpft aus. Der auf das Dielektrikum bezogene Brechungsindex λ/λ_M durchläuft alle Werte von 0 bis 1. Der Reflexionsfaktor geht bis auf etwa 40% herunter.

In dem Intervall von $a/\lambda = 0,5$ bis $a/\lambda = 0,65$ ist wieder keine fortschreitende Welle möglich, der Reflexionsfaktor beträgt 100%. Das Feld erstreckt sich als zeitlich gleichphasige, räumlich exponentiell gedämpfte Schwingung in das Paralleldrahtmedium hinein.

Bei größeren Frequenzen bis $a/\lambda = 1$ folgt wieder ein Durchlaßbereich. Der Brechungsindex steigt von einem Grenzwert $0,5/0,65 = 0,77$ ausgehend monoton gegen 1. Der Reflexionsfaktor fällt bis auf etwa 20% ab.

Bei weiter ansteigender Frequenz wiederholen sich abwechselnd Sperr- und Durchlaßbereiche.

Werden andere Werte für die Gitterkonstanten a und b und den Drahtdurchmesser D als die hier als Beispiel eingesetzten Werte gewählt, so verlaufen

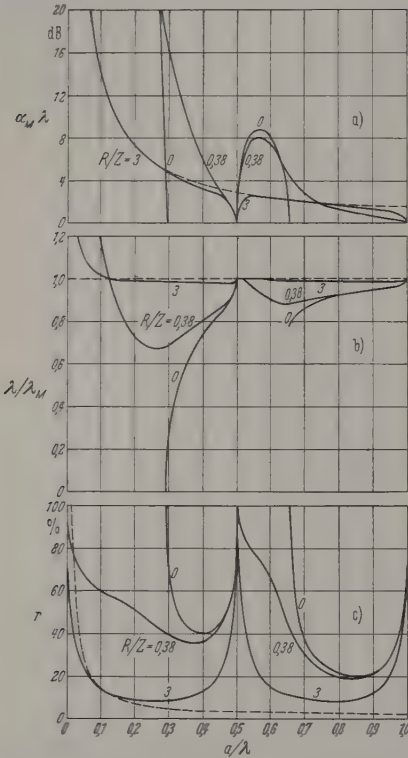


Abb. 10a—c. Dämpfung pro Wellenlänge $\alpha_M \cdot \lambda$, Brechungsindex λ/λ_M und Reflexionsfaktor r des Paralleldrahtmediums berechnet als Funktionen von a/λ . $b/a \cdot \ln b \cdot \pi D = 1,34$, $b/a = 10/15$. Parameter ist der Realteil der Flächenimpedanz eines einzelnen Drahtgitters: $R/Z = 3$ sehr schlecht leitende Drähte, $R/Z = 0,38$ in der Probe verwendete Drähte; $R/Z = 3$ sehr schlecht leitende Drähte. Gestrichelte Kurven berechnet für das äquivalente verlustbehaftete Dielektrikum mit $R/Z = 3$. a Berechnete Dämpfung pro Wellenlänge (dB). b Berechneter Brechungsindex. c Berechneter Reflexionsfaktor

Dämpfung, Brechungsindex und Reflexionsfaktor als Funktionen von a/λ prinzipiell genau so. Es ändern sich natürlich die Grenzfrequenzen zwischen Durchlaß- und Sperrbereichen.

Das Paralleldrahtmedium aus sehr schlecht leitenden Drähten ($R/Z = 3$) läßt sich mit einem verlustbehafteten Dielektrikum vergleichen. Der Realteil der Flächenimpedanz R und der Widerstand eines einzelnen Drahtes R_D pro Längeneinheit sind durch die Gleichung

$$R = b \cdot R_D \quad (16)$$

verknüpft, da der Flächenwiderstand durch Parallelschalten der einzelnen Drähte entsteht.

Zum Übergang auf ein äquivalentes, verlustbehaftetes Dielektrikum wird der fadenförmige Strom durch einen einzelnen Draht über den Querschnitt $a \cdot b$ einer Gitterzelle „verschmiert“. Der Draht und die Säule

müssen den gleichen Widerstand haben:

$$R_D = \frac{1}{\sigma \cdot a \cdot b}. \quad (17)$$

Im Falle schlechtleitender Drähte wird also das Paralleldrahtmedium versuchsweise ersetzt durch ein Dielektrikum mit der äquivalenten Leitfähigkeit:

$$\sigma = \frac{1}{R_D \cdot a \cdot b} = \frac{1}{R \cdot a} \quad (18)$$

und der relativen Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 1$.

Im Falle $R/Z = 3$ und $a/\lambda = 0,5$ gilt

$$\frac{\sigma}{\epsilon \cdot \epsilon_0 \omega} = 0,1 \ll 1.$$

Man kann also die für ein Dielektrikum mit kleinen Verlusten bekannten Formeln anwenden.

Das Dämpfungsmaß ist:

$$\alpha_M = 0,5 \sigma \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon \cdot \epsilon_0}}. \quad (19)$$

Die Dämpfung pro Wellenlänge folgt daraus:

$$\alpha_M \lambda = 0,5 \sigma \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon \cdot \epsilon_0}} \cdot \lambda = \frac{Z \cdot \lambda}{2 \cdot R \cdot a}. \quad (20)$$

Bei kleinen Verlusten ist die Wellenlänge nicht geändert:

$$\lambda/\lambda_M = 1. \quad (21)$$

Der Wellenwiderstand beträgt:

$$Z_M = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{j\omega\epsilon \cdot \epsilon_0 + \sigma}} \approx Z \left(1 + \frac{j\sigma}{2\omega\epsilon \cdot \epsilon_0} \right). \quad (22)$$

Damit folgt für den Reflexionsfaktor:

$$|r| = \left| \frac{Z_M - Z}{Z_M + Z} \right| \approx \frac{\sigma}{4\omega\epsilon \cdot \epsilon_0} = \frac{Z \cdot \lambda}{8\pi \cdot R \cdot a}. \quad (23)$$

Die mit den Gl. (20), (21) und (23) für den Fall $R/Z = 3$ berechneten Werte sind als gestrichelte Kurven in den Abb. 10a bis 10c dargestellt. Die strengen berechneten Kurven verlaufen sehr ähnlich, nur bei kleinen Frequenzen zeigen sich Abweichungen, weil dort nicht mehr $\sigma/\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \omega \ll 1$ gilt, und an den Resonanzstellen $a/\lambda = 0,5$ und $a/\lambda = 1$, weil dort die Gitterstruktur von Bedeutung ist.

Das Paralleldrahtmedium aus Drähten mittleren Widerstandes ($R/Z = 0,38$) ist ein Übergangsfall zwischen dem verlustlosen Medium und einem Dielektrikum mit Verlusten. Man findet nicht die scharfe Trennung von Durchlaß- und Sperrbereichen, erkennt aber im Verlauf von Dämpfung, Brechungsindex und Reflexionsfaktor die charakteristischen Züge des verlustfreien Paralleldrahtmediums.

Komplexe Ausbreitungskonstante $\alpha_M + j2\pi/\lambda_M$ und komplexer Reflexionsfaktor r charakterisieren ein Medium vollständig und haben physikalisch einfache Bedeutung. Die elektrischen Eigenschaften eines homogenen Materials werden meist durch die zwei komplexen Größen Dielektrizitätskonstante und Permeabilität beschrieben. Im Gegensatz zur Ausbreitungskonstanten und zum Reflexionsfaktor haben die Dielektrizitätskonstante und Permeabilität im Falle künstlicher, anisotroper Medien keine formale Bedeutung. Deshalb ist hier auf die Umrechnung verzichtet worden.

Die Ausbreitung von Wellen in dem Paralleldrahtmedium läßt sich in den auffallenden Sonderfällen $a/\lambda = n \cdot 0,5$ ($n = 1, 2, 3 \dots$) leicht deuten. Eine hin- und rücklaufende ebene Welle gleicher Amplitude überlagern sich zu einer stehenden Welle mit scharfen Nullstellen im Abstand einer halben Wellenlänge. In die Knotenebenen der elektrischen Feldstärke lassen sich beliebige, unendlich dünne, leitende Elemente einfügen, ohne das Feld der stehenden Welle zu stören. So ist in dem Sonderfall $a/\lambda = n \cdot 0,5$ in jede n -te Knotenebene ein Drahtgitter eingefügt zu denken. Obwohl sich in einer stehenden Welle keine Energie ausbreitet, kann man ihr formal die Dämpfung Null zuschreiben, weil die Amplitude in den Maxima konstant bleibt. Da sich die Phase beim Weiterschreiben um $a = n \cdot \lambda/2$ um $n\pi$ ändert, gilt $\lambda_M = \lambda$. Der Reflexionsfaktor ist 100%.

Die Erscheinung, daß die Phasengeschwindigkeit einer Welle in dem Paralleldrahtmedium größer als die Lichtgeschwindigkeit ist, läßt sich ähnlich wie die Brechung in der Optik [15] dadurch erklären, daß die von den Drahtgittern ausgesandten Sekundärwellen gegenüber der Primärwelle phasenverschoben sind. In der Optik sind die Dispersionsgebiete durch die Eigenfrequenzen der einzelnen, die Netzebenen bildenden Resonatoren bestimmt. Beim Paralleldrahtmedium ist dagegen der Abstand der Drahtgitter in Ausbreitungsrichtung entscheidend für die Lage der Frequenzbereiche, in denen sich die Ausbreitungskonstante stark ändert.

Zusammenfassung

In einem Medium aus einander parallelen, regelmäßig angeordneten schlechtleitenden Drähten erfährt eine elektromagnetische Welle eine stark frequenzabhängige Dämpfung. Der Brechungsindex dieses „Paralleldrahtmediums“ ist kleiner als 1 und frequenz-

abhängig. Für Frequenzen, bei denen eine ganze Zahl halber Wellenlängen in den Raum zwischen zwei Drahtgittern paßt, entartet das Feld in dem Medium zu einer stehenden Welle. Diese Arbeit untersucht mit elektromagnetischen Zentimeterwellen Reflexion, Dämpfung und Brechungsindex einer Probe des Paralleldrahtmediums in Abhängigkeit von der Frequenz und erklärt die gefundenen Kurven mit einer aus der Leitungsanalogie abgeleiteten Theorie. Das verlustbehaftete Paralleldrahtmedium wird als Übergangsfall zwischen einem verlustlosen Paralleldrahtmedium und einem Dielektrikum mit Verlusten diskutiert.

Herrn Prof. Dr. Dr.-Ing. E. h. E. MEYER danke ich sehr für sein förderndes Interesse und für viele Anregungen. Diese Arbeit wurde ermöglicht und durchgeführt unter Contract Nr. AF 61 (052)-154, Air Research and Development Command, Rome Air Development Center. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und die Universität Göttingen ermöglichten die Benutzung einer IBM 650 für die numerischen Rechnungen.

Literatur: [1] BROWN, J.: Proc. Inst. El. Eng. **100**, Part IV, 51 (1953). — [2] BENNET, H. S.: J. Appl. Phys. **24**, 785 (1953). — [3] KAPRIELAN, Z. A.: J. Appl. Phys. **27**, 1491 (1956). — [4] KURTZE, G., u. E. G. NEUMANN: Z. angew. Phys. **12**, 385 (1960). — [5] ROW, V. R.: J. Appl. Phys. **24**, 1448 (1953). — [6] EL-KHARADLY, M. M. Z.: Proc. Inst. El. Eng. B **102**, 17 (1955). — [7] TANG, C. C. H.: J. Appl. Phys. **28**, 628 (1957). — [8] MÜLLER, V.: Z. angew. Phys. **12**, 206 (1960). — [9] KLEINWÄCHTER, H.: Arch. elektr. Übertr. **9**, 154 (1955). — [10] IGNATOWSKI, W. v.: Ann. Phys. **44**, 369 (1914). — [11] MACFARLANE, G. G.: J. Inst. El. Eng. **93**, Part IIIA, 1523 (1946). — [12] FRANZ, W.: Z. angew. Phys. **1**, 416 (1949). — [13] LEWIS, E. A., and J. P. CASEY: J. Appl. Phys. **23**, 605 (1952). — [14] COHN, S. B.: J. Appl. Phys. **20**, 257 (1949). — [15] POHL, R. W.: Optik und Atomphysik, S. 188. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

Dr. ERNST-GEORG NEUMANN,
III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Über ein neues Verfahren zur elektrischen Fremdlichtsteuerung

Von HEINRICH NASSENSTEIN

Mit 15 Textabbildungen

(Eingegangen am 23. März 1961)

I. Einleitung

Allgemeines über Verfahren zur Lichtsteuerung

Unter einem Verfahren zur Lichtsteuerung im weiteren Sinne versteht man geeignete Maßnahmen, die die zeitliche oder räumliche Veränderung eines Lichtstromes bewirken. Ein einfaches Beispiel ist die Modulation eines Lichtstromes mittels einer rotierenden Sektorenscheibe mit lichtdurchlässigen und -undurchlässigen Bereichen. Die größte Bedeutung besitzen die Verfahren zur elektrischen Lichtsteuerung, bei denen die Steuerung des Lichtstromes durch elektrische Signale (Ströme, Spannungen) erfolgt. Hier kann man zwei Gruppen unterscheiden:

Bei den direkten Verfahren wird das elektrische Signal unmittelbar mittels der bekannten physikalischen Effekte in Licht umgewandelt. Ein triviales Beispiel hierfür ist eine elektrische Glühlampe, deren Helligkeit durch die Stromstärke gesteuert werden

kann. Von großer praktischer Wichtigkeit ist die kathodenstrahlerregte Lumineszenz, bei der die Energie der auf eine Leuchtstoffschicht auftreffenden Elektronen teilweise in Lichtstrahlung umgewandelt wird. Neuerdings hat schließlich das Verfahren der Elektrolumineszenz große Beachtung gefunden. — Allen direkten Verfahren zur elektrischen Lichtsteuerung ist eine prinzipielle Grenze gesetzt: Die Lichtleistung kann höchstens gleich der Signalleistung werden. Aus diesem Grunde ist im allgemeinen eine hohe Verstärkung der elektrischen Signale notwendig. Der erzielbare Lichtstrom ist dann oft durch die zulässige Leistungsaufnahme des Systems begrenzt.

In der zweiten Gruppe der Verfahren zur elektrischen Lichtsteuerung wird die Energie des elektrischen Signals nicht direkt in Licht umgewandelt, sondern nur dazu benutzt, die Durchlässigkeit oder das Reflexionsvermögen einer „Steuerfläche“ zu verändern.

Diese Steuerfläche wird mit dem konstanten Lichtstrom einer Lichtquelle, die im Prinzip beliebig intensiv sein kann, bestrahlt. Es liegt also eine Art von Relaiseffekt vor, bei dem eine kleine elektrische Leistung eine große Lichtleistung steuert. Man spricht hier von „Fremdlichtsteuerung“ [1]. In Analogie hierzu kennt man auch eine „Fremdelektronensteuerung“, wenn die Steuerfläche die Intensität eines Elektronenstromes steuert, ein Verfahren, das zur Zeit intensiv bearbeitet wird [2].

Bei der Beurteilung der verschiedenen Verfahren zur elektrischen Lichtsteuerung spielt die Frage nach der Möglichkeit einer bildmäßigen Anwendung eine besondere Rolle. Ist diese Möglichkeit gegeben, kann man durch Kombination der Lichtsteuerungsanordnungen mit einer der bekannten photoelektrischen Anordnungen, z.B. einer Photohalbleiterschicht, Bildwandler, Bildverstärker und Bildspeicher konstruieren: In der ersten, photoelektrischen Stufe wird das einfallende primäre Bild in ein elektrisches Bild transformiert, in der zweiten Stufe (Lichtsteuerung) wird dieses elektrische Bild wieder in ein optisches Bild zurückverwandelt. Das primäre Bild, das dem ultravioletten, sichtbaren, ultraroten oder Röntgengebiet angehören oder auch korpuskularer Natur (Ionen, Elektronen) sein kann, kann ins Sichtbare übertragen und gleichzeitig verstärkt werden. Durch Rückführung des Ausgangsbildes auf die Eingangsseite („optische Rückkopplung“) kann man bei geeigneter Empfindlichkeit der photoelektrischen Anordnung eine Erhöhung der Verstärkung sowie eine Speicherwirkung erzielen. Es leuchtet ein, daß Verfahren zur Fremdlichtsteuerung durch die Freiheit in der Wahl der Sekundärlichtquelle (Intensität, Spektralverteilung) wesentlich größere Möglichkeiten auf dem Gebiet der Bildverstärkung und Bildwandlung bieten als die direkten Verfahren. Man hat deshalb große Anstrengungen unternommen, geeignete Verfahren zu entwickeln; im nächsten Abschnitt werden einige der wichtigsten kurz behandelt werden. Grundsätzlich scheint es aber so zu sein, daß man sich heute im wesentlichen auf die Bearbeitung des Problems der Fremdelektronensteuerung konzentriert, nachdem die Bemühungen um eine brauchbare Fremdlichtsteuerung bisher nur zu Teilerfolgen geführt haben.

II. Die wichtigsten Verfahren zur Fremdlichtsteuerung

Eine elektrische Fremdlichtsteuerung setzt eine Methode voraus, die es gestattet, die Durchlässigkeit oder das Reflexionsvermögen einer Grenzfläche durch elektrische Signale zu verändern. Zunächst wird man hier nach elektrooptischen Effekten suchen, d.h. also solchen, bei denen die optischen Eigenschaften eines Mediums durch elektrische Signale verändert werden können. Im ultraroten Gebiet ist eine Lichtsteuerung durch elektrische Änderung der Konzentration der freien Ladungsträger in Halbleitern und die dadurch verursachte Beeinflussung der optischen Eigenschaften, insbesondere der Absorption, möglich¹. Im sichtbaren Gebiet hat unter den elektrooptischen Effekten bisher nur der Kerr-Effekt größere praktische Bedeutung erlangt.

Zur Kennzeichnung des Kerr-Effektes seien hier einige Zahlen genannt: Die Differenz der Brechungsindizes für die parallel (n_p) und senkrecht (n_s) zur Feldrichtung schwingende Komponente beträgt:

$$n_p - n_s = B \cdot \lambda \cdot \mathcal{E}^2 \quad (1)$$

λ ist die Wellenlänge des Lichts im Vakuum, \mathcal{E} die elektrische Feldstärke und B die elektrooptische Kerr-Konstante des betreffenden Mediums. Zu den technisch brauchbaren Flüssigkeiten mit der höchsten Kerr-Konstante gehört Nitrobenzol ($B = 3,46 \cdot 10^{-5} \text{ g}^{-1} \text{ sec}^2$). Die obere Grenze der zulässigen Feldstärke liegt in der Größenordnung von 10^5 V/cm . Rechnet man mit $2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, so kann $n_p - n_s$ maximal etwa 10^{-3} werden. Die Änderungen des Brechungsindex gegenüber dem feldfreien Zustand ($n_p - n$ bzw. $n_s - n$) sind noch kleiner und betragen in diesem Fall $6,7$ bzw. $3,3 \cdot 10^{-4}$.

Es wurde bereits vorgeschlagen, die Änderungen des Reflexionskoeffizienten einer Grenzfläche zwischen zwei Medien, von denen das eine dem Kerr-Effekt unterworfen wird, zur Lichtsteuerung auszunutzen [3]. Da die erreichbaren Änderungen des Brechungsindex aber, wie oben ausgeführt, sehr klein sind, ist das Verfahren nicht zum praktischen Einsatz gekommen. Um beim Kerr-Effekt technisch verwertbare Intensitätsänderungen des Lichtes zu erhalten muß man mit linear polarisiertem Licht arbeiten und die elektrische Doppelbrechung bei Durchgang des Lichtes durch das Medium auszunutzen (Kerr-Zelle). Das elektrische Feld steht dann senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes. Für bildmäßige Anwendungen führt dies zu recht komplizierten Anordnungen, so daß der Kerr-Effekt trotz großer Anstrengungen, besonders auf dem Fernsehgebiet [4] hierfür keine praktische Bedeutung erlangt hat.

Ein zweites Verfahren, das auch zum praktischen Einsatz gekommen ist, benutzt die beim Elektronenbeschuß von Alkalihalogenidschichten auftretende reversible Verfärbung [5]. Es liegt also hier eine Änderung der Absorptionskonstante durch elektrische Signale vor. Kathodenstrahlröhren, die dieses Verfahren benutzen, werden als „Blauschriftrohre“ [6] bezeichnet. Das durch den Elektronenstrahl aufgezeichnete Verfärbungsbild kann entweder wie ein Diapositiv projiziert oder aber bei intensiver Beleuchtung unmittelbar betrachtet werden. Großes Interesse an diesem Verfahren bestand vor allem auf dem Radarschirmgebiet, weil es neben der Projektion des Radarschirmbildes gleichzeitig eine gewisse Speicherung des Bildes erlaubte [7]. Nachteile des Verfahrens sind der geringe Kontrast, das Einbrennen der Signale im Laufe der Zeit, das sehr langsame Abklingen und schließlich eine unbefriedigend kurze Lebensdauer der Röhren (Zerstörung der Strahlkathode). Wegen dieser Nachteile wurde das Verfahren bisher nur in Spezialfällen angewandt.

Neuerdings hat für die Projektion von Fernsehbildern das von FISCHER in langjähriger Arbeit entwickelte Eidophor-Verfahren [8], [9] große Beachtung gefunden, das ein typisches Beispiel für ein Verfahren mit Fremdlichtsteuerung darstellt. Bei diesem Verfahren benutzt man nicht einen elektrooptischen Effekt in engerem Sinn, sondern es werden die durch die elektrischen Signale erzeugten mechanischen Deformationen einer Ölschicht mittels einer Schlierenoptik sichtbar gemacht. Das Eidophor-Verfahren hat

¹ Vgl. hierzu z.B. die nach Abschluß dieser Arbeit erschienene Mitteilung: KRUSE, P.W., MCGLAUCHLIN, L.D., Electronics, März 1961, S. 177.

am ersten Mal eine echte Fernsehgroßprojektion (bis 70 m² und mehr) mit guter Helligkeit ermöglicht. Auch Farbbilder lassen sich nach diesem Verfahren projizieren. Das Öl der Bildträgerschicht ist auf die speziellen Anforderungen des Fernsehens gezüchtet. Der Nachteil des Eidophor-Verfahrens liegt darin, daß die Anlage nur an laufender Vakuum-Pumpe betrieben werden kann.

Schließlich sei hier noch auf ein Verfahren hingewiesen, das sich noch im Entwicklungsstadium befindet, die thermographische Aufzeichnung [10], [11] (thermographic recording“). Das Verfahren ähnelt seinem Prinzip dem Eidophor-Verfahren: Der Kathodenstrahl zeichnet auf ein spezielles Kunststoffband ein elektrostatisches Ladungsbild auf. Das Kunststoffband wird nach der Aufzeichnung kurzzeitig so weit erwärmt, daß die elektrostatischen Kräfte des Ladungsbildes zu mechanischen Deformationen der Oberfläche führen, die anschließend „eingefroren“ werden. Diese mechanischen Deformationen werden dann, wie beim Eidophor-Verfahren, mittels Schlierenoptik sichtbar gemacht. Ein endgültiges Urteil über das Verfahren läßt sich jetzt noch nicht abgeben; die größte Schwierigkeit dürfte in der geforderten hohen Oberflächengüte des Bandes liegen, die auch nach mehrmaligem Gebrauch erhalten bleiben soll. Das Verfahren entspricht in Methode und Anwendungsbereich einer photographischen Aufnahme mit anschließender Projektion, nur daß hier die Zeit zwischen „Aufnahme“ und Projektion sehr kurz ist.

Während der Kerr-Effekt für bildmäßige Anwendungen bisher keine Bedeutung erlangt hat, ist es den letzten drei Verfahren gemeinsam, daß bei ihnen die Aufzeichnung des Bildes durch den Kathodenstrahl einer Braunschen Röhre erfolgt. Für Anwendungen auf den Gebieten der Bildwandlung und Bildverstärkung ist es also erforderlich, das primäre Bild durch geeignete Mittel zunächst in ein solches Elektronenbild zu transformieren. Dies bedeutet im allgemeinen einen erheblichen Aufwand. Sehr viel vorteilhafter wäre es, wenn man z.B. die von dem primären Bild in einer Photoableiterschicht erzeugte Stromdichteverteilung über eine Fremdlichtsteuerung direkt zur Erzeugung des verstärkten oder ins Sichtbare transformierten Sekundärbildes benutzen könnte. Eine ähnliche Anordnung ist als „Festkörperbildverstärker“ bekannt, nur daß dort kein Verfahren der Fremdlichtsteuerung, sondern ein direktes Verfahren, die Elektrolumineszenz, zur Erzeugung des Sekundärbildes benutzt wird [12]. Die bisher bekannten Verfahren zur Fremdlichtsteuerung sind für eine solche Anwendung nicht geeignet. In den folgenden Abschnitten wird über ein neues Verfahren der Fremdlichtsteuerung berichtet, das im Prinzip hierzu die Möglichkeit bietet. In dieser Arbeit sollen nun zunächst nur die allgemeinen Grundlagen behandelt und an Hand von experimentellen Ergebnissen ein Überblick über die Möglichkeiten des Verfahrens gegeben werden.

III. Lichtsteuerung
durch elektrochemische Grenzschichten

1. Optische Grundlagen

Eine sehr wirkungsvolle Fremdlichtsteuerung wäre möglich, wenn man den Reflexionskoeffizienten einer Grenzfläche durch elektrische Signale (Ströme,

Spannungen) hinreichend stark verändern könnte. Da der Reflexionskoeffizient einer Grenzfläche bei gegebenem Einfallswinkel des Lichtes nur von den optischen Eigenschaften der beiden aneinander grenzenden Medien abhängt, braucht man dazu eine Methode, die es ermöglicht, die optischen Eigenschaften eines Mediums, insbesondere den Brechungsindex, durch elektrische Signale zu verändern. Um die erforderliche Größe der Brechungsindex-Änderung abzuschätzen, betrachten wir die Grenzfläche zwischen zwei durchsichtigen Medien, die zunächst den gleichen Brechungsindex besitzen sollen (Abb. 1a). Licht, welches auf diese Grenzfläche fällt, tritt dann ohne Brechung und Reflexion durch die Grenzfläche hindurch. Wird nun der Brechungsindex des einen Mediums verändert, so ändert sich dadurch der Fresnelsche Reflexionskoeffizient. Handelt es sich um eine Erniedrigung des Brechungsindex, wird das

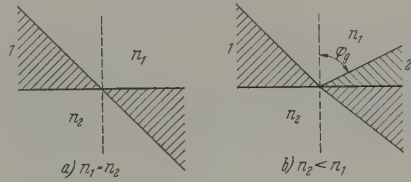


Abb. 1a u. b. Schema des Strahlenverlaufs an einer Grenzfläche. 1 Einfallendes Lichtbündel, 2 totalreflektiertes Lichtbündel

einfallende Licht für große Einfallswinkel totalreflektiert (Strahlenbündel 2 in Abb. 1b). In diesem Winkelbereich ist dann die Änderung der reflektierten Lichtintensität gegenüber dem Ausgangszustand besonders hoch (im Idealfall zwischen 0 und 100%), so daß man danach streben wird, diesen Bereich für die Lichtsteuerung auszunutzen. Einen Überblick über die notwendigen Änderungen des Brechungsindex und die zugehörigen Grenzwinkel der Totalreflexion gibt Abb. 2. Die Kurve verläuft in ihrem Endstück (nahe 90°) besonders steil; das bedeutet, daß in diesem Bereich schon sehr kleine Änderungen des Brechungsindex relativ große Änderungen des Grenzwinkels der Totalreflexion verursachen. So führt eine Änderung des Brechungsindex um 0,1% zu einem Grenzwinkel von 87,5°; Licht in einem Einfallswinkelbereich von 2,5° (87,5° bis 90°), das vorher durch die Grenzfläche hindurchtrat, wird nun totalreflektiert. Sind die beiden Brechungsindizes dagegen von vornherein verschieden, so führt dieselbe Änderung des Brechungsindex, wie man ebenfalls aus Abb. 2 ersieht, zu einer wesentlich geringeren Änderung des Grenzwinkels (z.B. bewirkt bei 0,90 eine Brechungsindexänderung um ebenfalls 0,1% nur eine Grenzwinkeländerung um 8°!). Diese Überlegungen führen für das vorliegende Problem zu folgendem Schluß:

Wenn man mit einer vorgegebenen Brechungsindexänderung eine möglichst große Änderung der reflektierten Lichtintensität erzielen will, muß man von einem Zustand ausgehen, bei dem die beiden aneinander grenzenden Medien zunächst den gleichen Brechungsindex haben, und man muß ferner mit möglichst großem Einfallswinkel des Lichtes arbeiten. Leider ist das letztere experimentell nur schwierig zu verwirklichen (z.B. sehr hohe Anforderungen an die optische Qualität der Grenzfläche, sehr geringer Querschnitt des Lichtbündels). Nimmt man einmal

an, daß die experimentell realisierbare obere Grenze des Einfallswinkels $87,5^\circ$ beträgt, so ergibt sich, daß man Brechungsindexänderungen benötigt, die mindestens einige 10^{-3} betragen; erwünscht wären solche von 10^{-2} bis 10^{-1} , um einen größeren Winkelbereich des einfallenden Lichtes ausnutzen zu können.

Es wurde oben bereits dargelegt, daß man mittels Kerr-Effekt Brechungsindexänderungen von höchstens 10^{-3} erreichen kann. Zur Realisierung der hier diskutierten Lichtsteuerung braucht man also ein wirksameres elektrooptisches Verfahren. Dabei ist aber folgendes zu beachten: Der Reflexionskoeffizient hängt nur von dem Brechungsindex in einer sehr dünnen Schicht nahe der Grenzfläche ab, deren Dicke im Bereich der Totalreflexion in der Größenordnung der

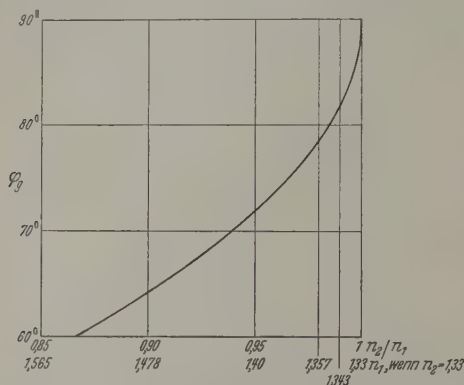


Abb. 2. Grenzwinkel der Totalreflexion φ_g in Abhängigkeit vom Verhältnis der Brechungsindizes

Wellenlänge des Lichtes liegt. Die notwendige Änderung des Brechungsindex braucht also auch nur in einer so dünnen Schicht stattzufinden.

Nun ist aus der Elektrochemie bekannt, daß in Elektrolytlösungen und kolloiden Systemen an Elektroden [13] und Membranen [14], [15] bei Stromfluß Konzentrationsänderungen auftreten, die recht beträchtlich sein können und, von einer dünnen Grenzschicht ausgehend, sich im Laufe der Zeit weiter in die Lösung hinein erstrecken. Da die optischen Eigenschaften der Lösung im allgemeinen konzentrationsabhängig sind, findet in diesen elektrochemischen Grenzschichten eine entsprechende Änderung der optischen Eigenschaften, insbesondere des Brechungsindex, statt.

Diese Änderungen der optischen Eigenschaften von Lösungen in elektrochemischen Grenzschichten sind es nun, die zur Lichtsteuerung benutzt werden. Sie sind auf eine relativ dünne Grenzschicht konzentriert, aber von großem Betrag, so wie es für eine Totalreflexion des Lichtes gerade erwünscht ist. Es sei aber darauf hingewiesen, daß die Brechungsindexänderungen in der Grenzschicht nicht nur über die Totalreflexion, sondern auch mittels anderer optischer Methoden sichtbar gemacht und zur Lichtsteuerung benutzt werden können; hierfür kommen insbesondere Schlieren-, Phasenkontrast- und Interferenz-Verfahren in Betracht. So hat ANTWEILER [16] erstmals die Diffusionsgrenzschicht um die Quecksilber-Tropf-elektrode mittels einer schlierenoptischen Methode sichtbar gemacht. Wir wollen uns im folgenden auf die Behandlung der Totalreflexion beschränken.

2. Elektrochemische Grundlagen

Grundsätzlich kommen für das Verfahren sowohl wäßrige wie auch nichtwäßrige Lösungen in Frage. Es ist nur notwendig, daß im elektrischen Feld an einer Grenzfläche Konzentrationsänderungen auftreten, die zu ausreichenden Brechungsindexänderungen führen. Der einfachste Fall liegt vor, wenn es sich um eine Elektrolytlösung handelt und Konzentrationsunterschiede an den Elektroden ausgenutzt werden. Es ist zwar im Prinzip nicht notwendig, daß die Teilchen, die im elektrischen Feld wandern sollen, elektrisch geladen sind; im inhomogenen elektrischen Feld erfahren auch ungeladene Teilchen mit Dipolmoment eine Kraft, die zu Konzentrationsänderungen führt [17]. Diese sind aber im allgemeinen viel kleiner als bei geladenen Teilchen und sollen deshalb nicht weiter behandelt werden. Ferner wollen wir uns hier vornehmlich auf wäßrige Systeme beschränken, wenngleich auch nichtwäßrige Lösungen interessante Möglichkeiten bieten können.

Bezeichnet man mit n_s den Brechungsindex der Lösung und mit n_0 den Brechungsindex des reinen Lösungsmittels, dann ist die durch Konzentrationsänderungen maximal mögliche Erniedrigung des Brechungsindex

$$\Delta n_{\max} = n_s - n_0.$$

Niedermolekulare wäßrige Elektrolytlösungen können bei hoher Konzentration Werte des Brechungsindex von 1,5 und mehr erreichen. Wenn man in der elektrochemischen Grenzschicht die Konzentration bis auf Null erniedrigt, sollten also Änderungen des Brechungsindex von 1 bis $2 \cdot 10^{-1}$ auftreten. Wir haben einige Versuche mit solchen Elektrolytlösungen durchgeführt, von denen hier ein Beispiel gebracht werden soll:

Eine Glasküvette wurde mit einer wäßrigen Bleinitrat-Lösung ($n_s = 1,39$) gefüllt. In die Lösung wurden in horizontaler Lage zwei Bleielektroden eingebracht. Wurde an die Elektroden Spannung gelegt und zwar so, daß sich die Kathode oben, die Anode unten befand, dann trat an der Kathode eine Verringerung der Konzentration und damit des Brechungsindex der Lösung ein. Diese konnte auf folgende Weise sichtbar gemacht werden: Die Elektrode wurde von unten mit einem annähernd parallelen Lichtbündel beleuchtet, Einfallswinkel etwa 80° . Solange der Strom nicht eingeschaltet war, sah man das beleuchtete Flächenstück der Kathode. Bei Stromfluß wurde das Licht in der Verarmungsschicht vor der Kathode totalreflektiert, das reflektierte Licht konnte auf einem Schirm aufgefangen werden. Durch streuende oder fluoreszierende Zusätze zur Lösung konnte man den Verlauf der Lichtstrahlen sichtbar machen und photographieren; über solche Versuche wird noch berichtet werden. Hier haben wir einen anderen direkten Weg gewählt: Ein Streifen photographischen Films (Agfa-Printon-K-Film), dessen lichtempfindliche Schicht mit einem durchsichtigen Lacküberzug gegen die Einwirkung der Lösung geschützt war, wurde so in die Lösung eingebracht, daß seine Ebene senkrecht auf der Kathodenfläche stand und das Licht streifenförmig auf ihn traf.

So konnte der Strahlenverlauf in der Lösung unmittelbar photographisch registriert werden. Abb.

gibt das Ergebnis eines solchen Versuches. Das einfallende Lichtbündel 1 wird an der Elektrodenfläche 2 diffus reflektiert und erzeugt dort den Lichthof 3. Bei Stromfluß kommt es, wie oben beschrieben, zur Totalreflexion, und nun tritt auf der Austrittsseite das reflektierte Bündel 4 auf. Die unterschiedliche Breite der Lichtbündel 1 und 4 ist durch Unvollkommenheiten der Versuchsmethode bedingt (Film nicht genau plan, optische Achse der Lichtbündel verläuft nicht überall in der Filmebene).

Wenn diese Versuche nun auch Brechungsindexänderungen in der gewünschten Größenordnung gebracht haben, so sollen sie hier doch nicht weiter verfolgt werden, weil durch eine Änderung der Versuchsmethodik inzwischen zwei wesentliche Verbesserungen erreicht sind. Die erste betrifft die Stromdichte, die aufgebracht werden muß, um die gewünschte Brechungsindexänderung zu bewirken; in dem oben angegebenen Beispiel benötigt man eine Stromdichte von etwa 1 A/cm^2 , wenn man die maximal mögliche Brechungsindexänderung in einer Zeit von der Größenordnung 10^{-1} sec erreichen will. Der Grund liegt darin, daß die pro Elementarladung transportierte Substanzmenge relativ klein ist. Diese läßt sich erhöhen, wenn die Teilchen, die den Brechungsindex der Lösung bestimmen, größer sind. So kann man höhermolekulare oder auch hochpolymere Ionen,erner elektrisch geladene Kolloidteilchen oder Mizellen benutzen. Der Brechungsindex der Lösung weicht — bei konstanter Konzentration — um so stärker von dem des Dispersionsmittels ab, die erzielbare Brechungsindexänderung wird also um so größer, je stärker der Brechungsindex der Teilchen von dem des Dispersionsmittels verschieden ist. Die für eine bestimmte Konzentrationsänderung notwendige elektrische Ladung wird um so kleiner, je größer das Äquivalentgewicht der Teilchen (transportierte Masse pro Elementarladung) ist; die notwendige Feldstärke wird um so geringer, je größer die Beweglichkeit der Teilchen ist. Nun liegt die Beweglichkeit elektrisch geladener kolloider und sogar auch gröber disperser Teilchen in wäßrigen Medien im allgemeinen in derselben Größenordnung wie die Beweglichkeit von Ionen ($\sim 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \text{ sec}^{-1}$), so daß von der Seite der Feldstärke her möglichst große Teilchen vorteilhaft sind. Andererseits werden die Lösungen mit zunehmender Teilchengröße immer trüber, um schließlich völlig undurchsichtig zu werden. Sofern also ein Lichtdurchgang durch die Lösung nötig ist, darf die Teilchengröße nicht zu groß gewählt werden. Das Problem der effektiven Ladung der Teilchen [18] ist wegen der auftretenden elektrischen Doppelschichten recht unübersichtlich und kann hier nicht weiter behandelt werden. Für praktische Anwendungen benötigt man Systeme, die über längere Zeit stabil sind. Diese Forderung ist bei hochkonzentrierten Systemen mit geladenen Teilchen nicht einfach zu erfüllen. — Die Forderungen, die an eine ideale Lösung gestellt werden, lassen sich also wie folgt zusammenfassen:

1. Teilchen mit möglichst großer Abweichung des Brechungsindex von dem des Dispersionsmittels; bei wäßrigen Systemen also Teilchen mit besonders hohem Brechungsindex.

2. Möglichst hohe Konzentration bei guter Stabilität.

3. Teilchengröße klein gegen Lichtwellenlänge.

4. Möglichst hohe Beweglichkeit der Teilchen.

5. Möglichst großes Äquivalentgewicht, d.h. möglichst geringe effektive Ladung der Teilchen.

Die besten Erfahrungen wurden bisher mit Solubilisaten gemacht. Dies sind wäßrige Systeme, in denen durch grenzflächenaktive Substanzen relativ große Mengen von organischen Flüssigkeiten in mizellarer Form in Lösung gebracht wurden [19]. Solche Solubilisate wurden auch für die im nächsten Abschnitt beschriebenen Versuche benutzt¹.

Die zweite Verbesserung betrifft die enge Nachbarschaft von Steuerschicht und Elektrodenrenzfläche mit ihren unter Umständen störenden Elektrodenreaktionen, wie sie bei der Ausnutzung von Diffusionschichten in Elektrolytlösungen vorliegt. Es sind zwar auch Elektrodenreaktionen möglich, die nur auf einem Elektronenübergang beruhen, wie z.B. Redox-Reaktionen; da diese aber auf geringe Stromdichten



Abb. 3. Totalreflexion des Lichtes in einer Elektrodenrenzschicht. 1 Einfallendes Lichtbündel, 2 Elektrodenfläche, 3 Lichthof, der durch diffuse Reflexion an der Elektrodenfläche entsteht, 4 reflektiertes Lichtbündel das nach Einschalten des Stromes auftritt

beschränkt sind, wäre es wünschenswert, wenn man Steuerschicht und Elektrodenrenzfläche trennen könnte.

Nun erfordern Konzentrationsänderungen bei Stromfluß in Lösungen nicht notwendig eine Grenzfläche zwischen einem elektronenleitenden und einem ionenleitenden Raumgebiet, die ja das Kennzeichen einer normalen Elektrode ist. Wesentlich ist vielmehr, daß die Überföhrungszahl der Teilchen² in den beiden aneinander grenzenden Raumgebieten verschieden ist. So lassen sich Konzentrationsänderungen in den beschriebenen Systemen überall dort erzeugen, wo der Strom in ein Material übergeht, in dem die Überföhrungszahlen der in dem System enthaltenen Teilchen (z.B. Ionen, Mizellen, Makromoleküle, Kolloidteilchen) andere Werte aufweisen als in der Lösung. Ein einfaches Beispiel hierfür ist eine feinporeige, nichtgeladene Membran in einer kolloiden Lösung, die nur die Teilchen und ihre Gegenionen enthält. Wenn die Membran für die Teilchen undurchlässig ist, ist die Überföhrungszahl der Teilchen in der Membran gleich Null, die der Gegenionen gleich 1, und es kommt bei Stromfluß durch die Membran zu Konzentrationsänderungen in den an die Membran angrenzenden Schichten der Lösung. Die Membran wirkt also wie eine bezüglich der Gegenionen reversible Elektrode. In dem beschriebenen Beispiel ist die Bewegung der Teilchen in der Membran aus geometrischen Gründen nicht möglich. Man kann auch elektrisch geladene Membranen verwenden und so den Transport von Teilchen gleicher Ladung in der Membran elektrisch mehr oder weniger

¹ Die Solubilisate wurden von Herrn Dr. M. HOFFMANN, Wissenschaftliches Hauptlaboratorium der Farbenfabriken Bayer, hergestellt.

² Zur Definition der Überföhrungszahl und Transportzahl s. HELFFERICH, F. [14], S. 294 und M. SEIRO [20].

sperren. Bei Ausnutzung der Konzentrationsänderungen an durchsichtigen Membranen kann die Reflexion des Lichtes auch im Innern der Membran an der Grenzfläche Membran-Lösung erfolgen. In diesem Fall ist es, wie oben ausgeführt, am günstigsten, wenn Membran und Lösung den gleichen Brechungsindex besitzen. Bei den im nächsten Abschnitt beschriebenen

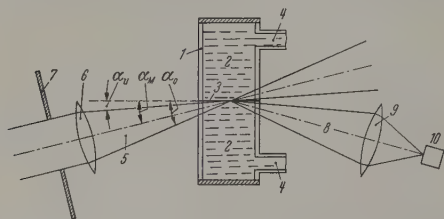


Abb. 4. Schema der Versuchsanordnung. 1 Glasküvette, 2 Steuerflüssigkeit, 3 Membran, 4 Verbindungsrohre zu den Elektroden, 5 einfallendes Lichtbündel, 6 Linse, 7 verstellbare Blende, 8 reflektiertes Lichtbündel, 9 Linse, 10 Photozelle

Versuchen werden nun solche Konzentrationsänderungen, die in einer kolloiden Lösung an einer stromdurchflossenen Membran auftreten, zur Lichtsteuerung benutzt.

IV. Experimentelle Untersuchungen

Die nachfolgend beschriebenen Versuche sollen einen ersten Überblick geben über die Möglichkeiten, die das neue Verfahren zur Lichtsteuerung bietet.

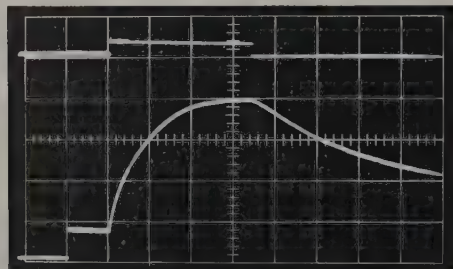


Abb. 5. Oszillogramm des Grundeffektes. $i = 5,6 \text{ mA/cm}^2$; $z = 1 \text{ sec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 7,6^\circ \text{ bis } 21^\circ$

Im Rahmen dieses Überblicks mag es genügen, die Vorgänge beim Ablauf der einzelnen Versuche zunächst qualitativ zu erläutern. Die verschiedenen Einzelprobleme, insbesondere der Konzentrationsverlauf in der Diffusionsschicht sowie die Abhängigkeit der Intensität des gesteuerten Lichtes von diesem Konzentrationsverlauf, werden in weiteren Arbeiten ausführlich behandelt werden.

1. Versuchsanordnung

Abb. 4 zeigt schematisch die benutzte Anordnung: In einer länglichen Spiegelglasküvette (1) von quadratischem Querschnitt (Fläche: 1 cm^2) befindet sich die „Steuerflüssigkeit“ (2). Die Glasküvette ist senkrecht zu ihrer Längsachse durch eine Cellulosehydratfolie (3) in zwei Hälften unterteilt. Die Stromzuführung erfolgt über zwei Flüssigkeitsbrücken im oberen und unteren Teil der Küvette, die in der Zeichnung nur angedeutet sind (4). Die Abmessungen der Zelle sind so gewählt, daß mit einer homogenen Stromdichteverteilung an der Membran gerechnet

werden kann. Die Zelle wird in vertikaler Lage benutzt, so daß die Membran horizontal liegt und die Stromlinien die Membran senkrecht durchsetzen; auf diese Weise können bei richtiger Polung Konvektionsströmungen verhindert werden, wenn die spezifisch schwerere Schicht oberhalb der Membran, die spezifisch leichtere Schicht unterhalb der Membran liegt. Bei den hier benutzten Solubilisaten sind die Mizelle negativ geladen, die Verarmungsschicht ist spezifisch schwerer als die übrige Flüssigkeit, die Anreicherungsschicht spezifisch leichter. Zu einer stabilen Schichtung führt dann eine Polung, bei der die Anode oben, die Kathode unten liegt. Da die auftretenden Dichteunterschiede hier nicht sehr groß sind, ist eine kurzzeitige Umpolung, bei der die Diffusionsschicht noch sehr dünn bleibt, ohne merkliche Konvektion möglich; bei längerem Stromfluß in umgekehrter Richtung kommt es aber zu Konvektionsströmungen.

Ein konvergentes Lichtbündel (5) (Glühlicht) wird so auf die Membran gerichtet, daß der Brennpunkt auf der Membran liegt. Die Achse des Lichtbündels bildet mit einer zur Membran parallelen Ebene außerhalb der Küvette in Luft den Winkel α_M . In der schematischen Darstellung von Abb. 4 ist die Brechung des Lichtes an den Eintritts- und Austrittsflächen der Glasküvette nicht berücksichtigt, so daß dort der Winkel α_M durch die Membran und die Achse des einfallenden Bündels unmittelbar dargestellt wird. In parallelen Strahlengang des einfallenden Lichtes vor der Linse 6 befindet sich eine nach Größe und Lage verstellbare Blende 7, mit der der benutzte Winkelbereich $\Delta\alpha$ mit den Grenzen α_M und α_0 eingestellt werden kann. Vor der Blende 7 liegt noch ein Spalt, der das einfallende parallele Lichtbündel seitlich begrenzt (Spaltbacken also parallel der Zeichenebene, dieser ist in der Zeichnung nicht eingetragen). Die Intensität des reflektierten Lichtes (8) wird mittels Photozelle (10) und Oszillograph registriert. In Vorversuchen wurde sichergestellt, daß in dem bei den Versuchen benutzten Bereich die Anzeige des Oszillographen linear proportional dem auf die Photozelle fallenden Lichtstrom war, und daß das gesamte reflektierte Licht die lichtempfindliche Fläche der Photozelle auch tatsächlich erreichte. — Nach Einschalten des Stromes bildet sich bei normaler Polung der Zelle unterhalb der Membran die Anreicherungsschicht mit höherem Brechungsindex, oberhalb der Membran die Verarmungsschicht mit niedrigerem Brechungsindex aus. Die dadurch verursachte Änderung der Gesamtintensität des reflektierten Lichtes wird auf dem Oszillographenschirm registriert; durch einen elektronischen Umschalter wird gleichzeitig auch der Verlauf des durch die Zelle fließenden elektrischen Stromes dargestellt.

2. Versuchsergebnisse

Abb. 5 zeigt ein typisches Oszillogramm, wie es bei dieser Versuchsmethode gewonnen wurde: Im oberen Teil ist der Verlauf des elektrischen Stromes, im unteren Teil die reflektierte Intensität als Funktion der Zeit dargestellt. Bei diesen wie auch bei allen folgenden Oszillogrammen sind folgende Versuchsdaten angegeben:

1. Die Stromdichte i in mA/cm^2 ;
2. der Zeitmaßstab z in Sekunden bzw. Millisekunden pro Skalenteil der Feinteilung;

3. der benutzte Winkelbereich $\Delta\alpha$ mit den Grenzen und α_0 .

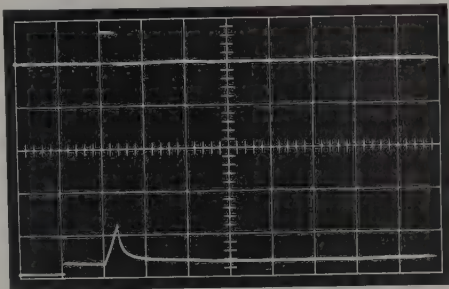
Die erste Stufe im unteren Teil des Oszillogrammes oder Einschalten des Stromes zeigt die Fresnelsche Reflexion an den beiden Grenzflächen Membransteuerflüssigkeit. Diese Reflexion hängt vom benutzten Winkelbereich ab und läßt sich durch bessere Anpassung des Brechungsindex der Membran an der Steuerflüssigkeit verringern. Nach Einschalten des Stromes steigt die reflektierte Intensität an und nähert sich einem Sättigungswert, der dann erreicht ist, wenn das gesamte einfallende Licht totalreflektiert wird. Bei diesem Versuch wurde als Steuerflüssigkeit ein Solubilisat mit dem Brechungsindex $n_s = 1,407$ benutzt¹. Die Brechungsindexänderung an der Membran ist dann größer als 0,046. Nach Abschalten des Stromes bilden sich die Konzentrationsänderungen durch Diffusion zurück, der Brechungsindex in der Verarmungsschicht steigt an, die reflektierte Lichtintensität wird wieder kleiner.

Abb. 6 zeigt einige Beispiele aus einer Versuchsreihe, bei der unter Konstanzhaltung aller übrigen Bedingungen nur die Zeit des Stromflusses variiert wurde. Man sieht, daß bei Stromfluß mit zunehmender Zeit die reflektierte Intensität ansteigt und daß die Rückbildung der Konzentrationsänderungen um so länger dauert, je länger vorher der Strom geflossen ist. Beim letzten Versuch (Kurve c) ist, wie man an dem Abbiegen der Kurve erkennt, bei Abschalten des Stromes nahezu Totalreflexion erreicht.

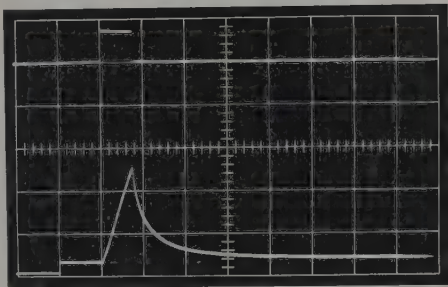
Die Geschwindigkeit der Vorgänge hängt stark von der Stromdichte ab. Bei dem in Abb. 7 gezeigten Versuch betrug die Stromdichte $57,8 \text{ mA/cm}^2$, der Zeitmaßstab $20 \text{ msec pro Skalenteil}$. Die Nulllinie der reflektierten Intensität fällt hier mit der untersten Linie des Koordinatennetzes zusammen, so daß der Anfangsteil der Kurve direkt die Fresnelsche Reflexion darstellt. Nach $0,1 \text{ sec}$ werden hier bereits mehr als 50 % der Gesamtintensität reflektiert. Man vergleiche hierzu auch Abb. 6c, wo derselbe Einfallswinkelbereich benutzt wurde, die Stromdichte aber wesentlich kleiner war; dabei ist der unterschiedliche Zeitmaßstab zu beachten. — Die Konzentrationsänderung wird bei dem in Abb. 7 gezeigten Versuch schließlich so groß, daß die reflektierte Intensität ihren Sättigungswert erreicht (Totalreflexion des gesamten einfallenden Lichtes). Obwohl der Strom noch weiter fließt, ändert sich nun die reflektierte Intensität nicht mehr. Diese „Übersteuerung“ hat eine gewisse Speicherwirkung zur Folge: Nach Abschalten des Stromes bleibt die Totalreflexion zunächst erhalten, erst nach längerer Zeit (auf dem Bild nicht mehr zu sehen) beginnt der Abfall. — Eine Erhöhung der Stromdichte führt also zu einer wesentlichen Beschleunigung der Vorgänge: Die in der Zeiteinheit aus der Grenzschicht abtransportierte Substanzmenge wird größer, die Änderung des Brechungsindex erfolgt dadurch schneller.

Auch der benutzte Winkelbereich hat einen großen Einfluß auf den zeitlichen Verlauf der reflektierten Intensität. Bei dem in Abb. 8 dargestellten Versuch lag der Winkelbereich des einfallenden Lichtes zwischen $6,9$ und $11,8^\circ$. Man vgl. hierzu den Versuch von Abb. 5,

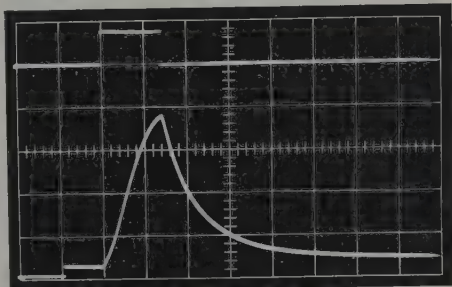
bei dem Stromdichte und Zeitmaßstab gleich groß waren. Die Empfindlichkeit des Oszillographen war so eingestellt, daß in beiden Versuchen bei Total-



a



b



c

Abb. 6a—c. Variation der Aussteuerungszeit. $i = 5,8 \text{ mA/cm}^2$; $z = 1 \text{ sec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 11,3^\circ \text{ bis } 16,6^\circ$

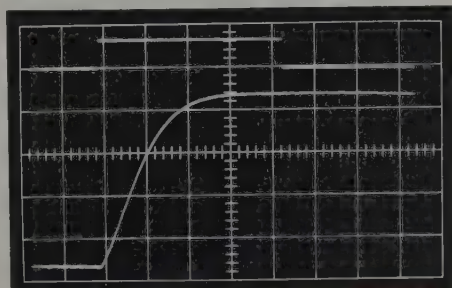


Abb. 7. Versuch mit größerer Stromdichte. $i = 57,8 \text{ mA/cm}^2$; $z = 20 \text{ msec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 11,3^\circ \text{ bis } 16,6^\circ$

reflexion des gesamten einfallenden Lichtes, unabhängig von dem benutzten Winkelbereich, derselbe Ausschlag erreicht wurde. Aus diesem Grund kann man Fresnelsche Reflexion und zeitlichen Verlauf der beiden Kurven direkt miteinander vergleichen. Man sieht,

¹ Alle Brechungsindex-Angaben in dieser Arbeit beziehen sich auf die Na-D-Linien.

daß die Fresnelsche Reflexion, wie zu erwarten, bei kleinen Winkeln α größer ist. Nach den Ausführungen des vorigen Abschnittes ist weiter zu erwarten, daß

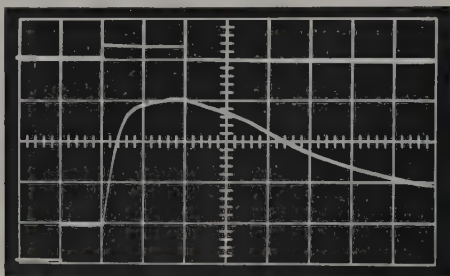


Abb. 8. Veränderung des Einfallswinkels des Lichtes (vgl. hierzu Abb. 5).
 $i = 5,8 \text{ mA/cm}^2$; $z = 1 \text{ sec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 6,9^\circ \text{ bis } 11,8^\circ$

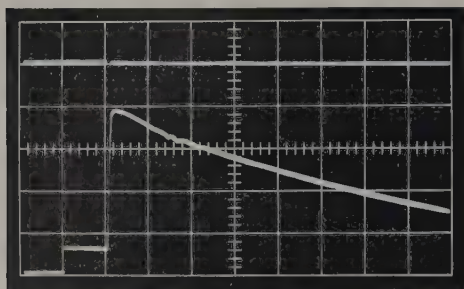


Abb. 9. Versuch mit einer anderen Steuerflüssigkeit (vgl. Abb. 6, Kurve c).
 $i = 5,8 \text{ mA/cm}^2$; $z = 1 \text{ sec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 11,3^\circ \text{ bis } 16,6^\circ$

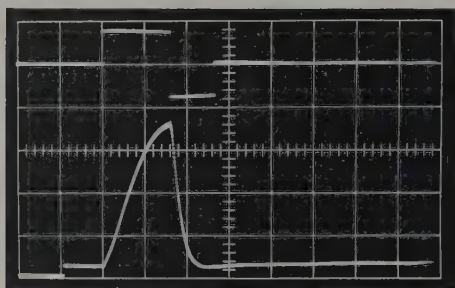


Abb. 10

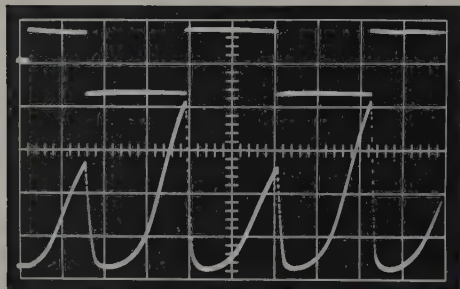


Abb. 11

Abb. 10 u. 11. Versuche mit Umpolung der Stromrichtung. Abb. 10. $i = 5,8 \text{ mA/cm}^2$; $z = 1 \text{ sec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 11,3^\circ \text{ bis } 16,6^\circ$. Abb. 11: $i = 5,8 \text{ mA/cm}^2$; $z = 1 \text{ sec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 11,3^\circ \text{ bis } 16,6^\circ$

mit größerem Winkel α die Konzentrationsänderungen, die zur Erreichung der Totalreflexion notwendig sind, größer werden (vgl. Abb. 2!). Auch dies zeigt sich hier: Der Kurvenanstieg ist in Abb. 8 deutlich steiler als in

Abb. 5. Dies bedeutet: Dieselbe Konzentrationsänderung (— und die damit verbundene Brechungsindexänderung —), die bei flachem Lichteinfall bereits Totalreflexion verursacht, bewirkt bei steilem Einfall des Lichtes eine geringere Änderung der reflektierten Intensität. Oder anders ausgedrückt: Die elektrische Energie, die aufgebracht werden muß, um einen unter bestimmtem Winkel einfallenden Lichtstrom zur Totalreflexion zu bringen, ist um so kleiner, je größer der Einfallswinkel des Lichtes (je kleiner also α) ist.

Die bisherigen Versuche wurden alle mit derselben Streuerflüssigkeit A durchgeführt. Die zu erzielenden Wirkungen sind nun stark abhängig von den Eigenschaften der Steuerflüssigkeit. Hier soll als Beispiel nur ein Versuch mit einer anderen Steuerflüssigkeit (ebenfalls ein Solubilisat) gezeigt werden: Abb. 9 zeigt das Verhalten dieses Systems, wenn man dieselben Versuchsbedingungen wählt wie in Abb. 6c ($5,8 \text{ mA/cm}^2$ bis $16,6^\circ$, 1 sec pro Skalenteil). Der große Unterschied der beiden Systeme ist offensichtlich. Zunächst erfolgt der Anstieg der reflektierten Intensität sehr viel steiler als in Abb. 6c; zur Erzielung derselben Reflexion braucht man hier bei derselben Stromdichte weniger als 1 sec gegenüber 7 sec bei Abb. 6c. Die pro Ladungseinheit aus der Grenzschicht abtransportierte Substanzmenge ist also bei diesem Solubilisat wesentlich größer als bei dem ersten. Außerdem fällt der selb langsamere Abfall der Intensität nach Abschalten des Stromes auf. Daß dies nicht auf eine Übersteuerung zurückgeführt werden kann, wurde durch einen weiteren Versuch gezeigt, bei dem lange vor Erreichen der Totalreflexion der Strom abgeschaltet wurde; der langsamere Abfall der reflektierten Intensität trat auch dann wieder auf. Dieses Solubilisat zeigt also neben seiner größeren Empfindlichkeit eine deutlich Speicherwirkung.

Man kann die durch den Stromfluß erzeugten Konzentrationsänderungen durch Umpolung der Stromrichtung beschleunigt wieder zurückbilden. Einen solchen Versuch zeigt Abb. 10. Die Versuchsdaten sind: $i = 5,8 \text{ mA/cm}^2$, Winkelbereich $11,3^\circ \text{ bis } 16,6^\circ$, Zeitmaßstab 1 sec pro Skalenteil. Nachdem der positive Strom etwa 8 sec lang geflossen ist, wird hier umgepolt, so daß nun die gleiche Stromdichte in umgekehrter Richtung durch die Zelle fließt. Man sieht, daß der Abfall der reflektierten Intensität sehr viel schneller erfolgt, als wenn nur Diffusion wirksam ist (vgl. hierzu Abb. 6c, wo dieselben Versuchsbedingungen vorlagen). Außerdem ist zu erkennen, daß die Rückbildung der Konzentrationsänderungen schneller vor sich geht als ihre Entstehung: Im letzteren Fall wirkt die Diffusion dem Abtransport des Materials durch den elektrischen Strom aus der Grenzschicht entgegen, im ersteren Fall unterstützt sie den elektrischen Stofftransport. Wenn der Strom in der umgekehrten Richtung länger fließt, findet wieder eine Erhöhung der reflektierten Intensität statt. Dies kommt nun durch Totalreflexion an der Verarmungsschicht selbst zustande, das totalreflektierte Licht erreicht also die Membran gar nicht mehr, sondern wird in der Verarmungsschicht vor der Membran bereits abgelenkt und totalreflektiert [21]. Abb. 11 zeigt einen Ausschnitt aus einer Folge von Stromimpulsen konstanter Amplitude, aber verschiedener Polarität. Hier wird das Licht also abwechselnd an der Grenz

Membran—Verarmungsschicht und vor der Membran in der Verarmungsschicht totalreflektiert. Man erkennt, daß der Anstieg der Intensität nach der Impolung verzögert ist; zunächst muß die durch den vorangegangenen Impuls auf der „Vorderseite“ der Membran erzeugte Anreicherungsschicht abgebaut werden, dann erst kann die Konzentration unter den Ausgangswert absinken und Totalreflexion auftreten. Der gegenüber Abb. 6c verzögerte Anstieg der Intensität beim ersten Impuls kommt dadurch zustande, daß die Zelle unmittelbar vor der Aufnahme mit wechselnder Stromrichtung betrieben worden war. Reproduzierbare Kurven erhält man, wenn bei Beginn des Versuches Konzentrationsgleichgewicht herrscht. Man kann die reflektierte Intensität auch durch eine Folge von kurzen Impulsen erhöhen, wie Abb. 12 zeigt. Bei diesem Versuch wurden sehr kurze stromstarke Impulse benutzt, die Impulsdauer betrug 5 msec, die Pausen zwischen den einzelnen Impulsen 15 msec. Auch hier ist noch die durch jeden Einzelimpuls verursachte Intensitätserhöhung des reflektierten Lichtes deutlich zu erkennen. In den Impulspausen ist eine Rückbildung der Konzentrationsänderungen durch Diffusion zu erwarten, die zu einer Verringerung der reflektierten Intensität führen sollte. Dies ist im Mittel- und Endteil der Kurve auch tatsächlich der Fall. Im Anfangsteil der Kurve findet jedoch in den Impulspausen sogar eine Erhöhung der reflektierten Intensität statt; dieses Verhalten kann erst später nach Behandlung der Einzelheiten der Vorgänge gedeutet werden. — Man kann es auch erreichen, daß die reflektierte Intensität um einen Mittelwert schwankt, wie Abb. 13 zeigt. Da die Rückdiffusion in den Impulspausen zunehmend langsamer erfolgt, muß dann das Tastverhältnis, d.h. das Verhältnis von Impulsdauer zur Impulspause, mit der Zeit kleiner werden. Dasselbe läßt sich auch mit sehr kurzen Impulsen erreichen. Statt des Verhältnisses Impulsdauer zu -pause kann man die Amplitude der Impulse reduzieren.

An die Versuche mit Gleichstromimpulsen schließt sich ein Versuch mit gleichgerichteter Wechselspannung an, d.h. also mit sinusförmigen Stromimpulsen von jeweils 10 msec Dauer und 10 msec zeitlichem Abstand (s. Abb. 14). Bei der reflektierten Intensität entspricht 1 Skalenteil rund 1% der möglichen Maximalintensität (Totalreflexion des gesamten einfallenden Lichtes). Die durch die erste negative Halbwelle verursachte Konzentrationsänderung bewirkt eine Erhöhung der reflektierten Intensität, die am Ende der Halbwelle ihr Maximum erreicht. In den nachfolgenden 10 msec bildet sich diese Konzentrationsänderung durch Diffusion teilweise wieder zurück, die reflektierte Intensität fällt ab und erreicht in Minimum, wenn die zweite negative Halbwelle beginnt. Diese führt von dem erhöhten Ausgangsniveau ausgehend zu einer weiteren Erhöhung der reflektierten Intensität usw. Insgesamt erhält man so einen Anstieg der reflektierten Intensität, der mit 10 Hz moduliert ist. Während die Minima dieser Kurve ziemlich genau mit dem Beginn der jeweiligen Halbwelle zusammenfallen, liegen die Maxima zwar nur wenig, aber deutlich erkennbar vor dem Ende der jeweiligen Halbwelle (besonders deutlich an dem Maximum in Abb. 14 zu sehen). Das bedeutet, daß am Ende der Halbwelle die den Brechungsindex be-

stimmende Konzentration wieder zunimmt, obwohl der Strom noch fließt. Die Deutung kann nur unter Vorgriff auf die Ergebnisse späterer Arbeiten gegeben werden: Der im Maximum der Stromkurve erzeugte Konzentrationsgradient in der Verarmungsschicht und damit auch der diesem proportionale Diffusionsstrom ist so groß, daß er die Wirkung der kleinen

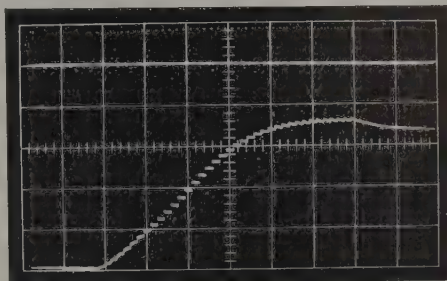


Abb. 12

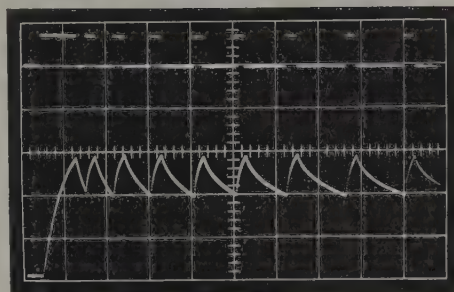


Abb. 13

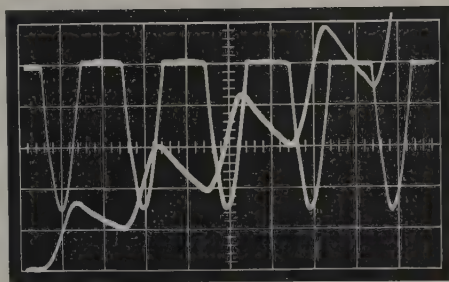


Abb. 14

Abb. 12—14. Versuche mit Impulsen gleicher Polarität. Abb. 12: $i = 170 \text{ mA/cm}^2$; $z = 20 \text{ msec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 8,7^\circ \text{ bis } 11,3^\circ$. Abb. 13: $i = 5,8 \text{ mA/cm}^2$; $z = 1 \text{ sec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 11,3^\circ \text{ bis } 16,8^\circ$. Abb. 14: $i = 1 \text{ Skt.} = 3,4 \text{ mA/cm}^2$; $z = 2 \text{ msec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 6^\circ \text{ bis } 18^\circ$. Gleichgerichteter Wechselstrom (Einweg-Gleichrichtung)

Stromdichte am Ende der Halbwelle überwiegt: Die Konzentration in der Schicht mit dem kleinsten Brechungsindex steigt, obwohl der Strom noch fließt. — Der Anstieg der reflektierten Intensität ist während der ersten Halbwelle gering und wird bei den folgenden Perioden größer. Dies liegt daran, daß der Winkelbereich zwischen 0° und 6° im einfallenden Licht fehlt, so daß kleine Brechungsindexänderungen zunächst nur über die Fresnelsche Reflexion wirksam werden, aber kein Strahlenbündel da ist, das totalreflektiert werden könnte. Während der letzten negativen Halbwelle ist der Anstieg in dem hier gezeigten Bild am steilsten, innerhalb von 3 msec steigt dort die reflektierte Intensität um etwa 7% des bei Total-

reflexion erzielbaren Endwertes. Wenn man nahezu paralleles Licht mit sehr kleinem Winkel α benutzt, kann dieser Wert noch wesentlich höher sein.

In der Abb. 15 ist das Verhalten bei symmetrischer Wechselspannung gezeigt. Im Augenblick des Einschaltens geht der Strom gerade durch Null. Man erkennt den von der ersten positiven Halbwelle verursachten Anstieg der reflektierten Intensität. In der folgenden negativen Halbwelle wird auf der einen Seite der Membran die Konzentration erniedrigt, auf der anderen die Konzentrationserhöhung zurückgebildet. Beide Vorgänge werden von der Diffusion unterstützt, während der Aufbau der Konzentrationsänderungen während der ersten positiven Halbwelle gegen die Diffusion erfolgen mußte. Dadurch ist die Rückbildung schneller abgeschlossen als der Aufbau der Konzentrationsänderungen, es bleibt während der

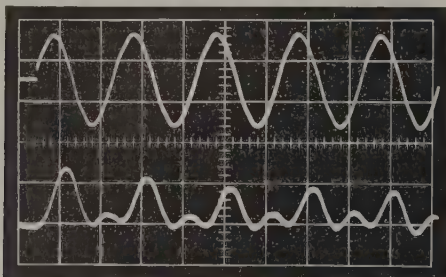


Abb. 15. Versuch mit Wechselstrom (50 Hz). $i_{eff} = 75 \text{ mA/cm}^2$; $\tau = 2 \text{ msec/Skt.}$; $\Delta\alpha: 6^\circ \text{ bis } 18^\circ$. Symmetrischer Wechselstrom

zweiten Halbwelle noch Zeit für den Aufbau einer, nun aber kleineren, Konzentrationserniedrigung auf der zweiten Seite der Membran. Die dritte positive Halbwelle hat die entsprechende kleinere Konzentrationserhöhung auf der ersten Seite der Membran zunächst abzubauen, ehe sie einen erneuten Anstieg der reflektierten Intensität durch Konzentrationserniedrigung verursachen kann. Dieses Spiel setzt sich in den folgenden Halbwellen fort und führt zu einer zunehmenden Verringerung der Intensität während der positiven Halbwelle und einer entsprechenden Vergrößerung während der negativen. Die Ursache liegt eben darin, daß die Konzentrationsverhältnisse zu Beginn jeder positiven Halbwelle nicht gleich sind, sondern sich in einer Richtung verschieben, bis der stationäre Endzustand erreicht ist, in dem beide Halbwellen gleiche Wirkung haben. Da jede Halbwelle ein Maximum der reflektierten Intensität erzeugt, erhält man dann mit einer Wechselspannung von 50 Hz 100 Aufhellungen pro Sekunde, die abwechselnd durch Reflexion an der Verarmungsschicht vor bzw. hinter der Membran entstehen.

Es ließe sich noch über zahlreiche weitere Variationen der elektrischen Bedingungen und ihre optischen Wirkungen berichten. Für den beabsichtigten ersten Überblick mögen die hier beschriebenen Versuche als typische Beispiele genügen.

V. Schlußbemerkungen

Wie die mitgeteilten Versuchsergebnisse zeigen, läßt sich durch Konzentrationsänderungen in elektrochemischen Grenzschichten eine wirksame elektrische Fremdlichtsteuerung durchführen. Die erzielbaren Änderungen des Brechungsindex liegen in der Größen-

ordnung 10^{-1} und sind damit weit größer, als man bisher mit elektrischen Methoden erreichen konnte. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, große Lichtströme bei großem Öffnungswinkel durch kleine elektrische Leistungen zu steuern. Die wichtigste Begrenzung des Verfahrens liegt in seiner Trägheit. Diese hängt, wie die Versuche zeigen, von der aufgewandten elektrischen Leistung, dem benutzten Winkelbereich, dem Ansteuerungsgrad und den Eigenschaften der Steuerflüssigkeit ab. Die Weiterentwicklung der Steuerflüssigkeiten mit dem Ziel, bei möglichst geringer elektrischer Leistung in möglichst kurzer Zeit große Brechungsindexänderungen erzielen zu können, ist eine wichtige Aufgabe. Erfolgt die Steuerung der elektrischen Ströme über eine Photohalbleiterschicht durch elektromagnetische oder Korpuskularstrahlung, so läßt sich im Prinzip eine räumliche Verteilung, d.h. ein Bild dieser Strahlung, in ein sichtbares Bild transformieren und verstärken. Über die experimentellen und technologischen Probleme eines solchen „Grenzschichtbildwandlers“ wird später berichtet werden. Um die prinzipiellen Grenzen des Verfahrens und damit auch die Empfindlichkeit des Grenzschichtbildwandlers abschätzen zu können, ist es notwendig, die Vorgänge in der elektrochemischen Grenzschicht und ihre optischen Wirkungen quantitativ zu behandeln. Dies wird in den nächsten Arbeiten geschehen.

Zusammenfassung

Nach einem Hinweis auf die wichtigsten Verfahren zur elektrischen Fremdlichtsteuerung werden die optischen und elektrochemischen Grundlagen der Lichtsteuerung durch elektrochemische Grenzschichten behandelt. Es folgt eine Beschreibung der Versuchsanordnung, und anschließend wird an Hand von ausgewählten experimentellen Ergebnissen ein Überblick über die Möglichkeiten gegeben, die das neue Verfahren zur Lichtsteuerung bietet.

Ich danke Herrn Ing. H. DEDDEN für die gewissenhafte und sachverständige Durchführung der Versuche und die Aufnahme der Oszillogramme.

Literatur: [1] SCHRÖTER, F.: Lehrbuch der drahtlosen Nachrichtentechnik. Bd. V: Fernsehtechnik, 1. Teil, S. 428, 624, 684ff. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1956. [2] RAY, J.E.: Adv. Electronics and Electron Phys. (1958). — [3] Deutsche Patentschrift Nr. 674294 vom 17. 1933. — [4] Siehe z.B. loc. cit. [1], S. 432–435. — [5] POEHLER, R.W.: Phys. Z. 39, 40 (1938). — [6] ROTTGARDT, K.H.: Fernmeldetechn. Z. 7, 249 (1954). — [7] SOLLER, J.H., M. STARR and G.E. VALLEY jr.: Cathode Ray Tube Display. Bd. 22 der Reihe: Radiation Laboratory Series. New York 1948. — [8] Siehe z.B. loc. cit. [1], S. 691ff. — [9] JENSEN, J. Kino-Technik 9, 253 (1960). — [10] GLENN, W.E.: J. Appl. Phys. 30, 1870 (1959). — [11] ATORF, H.: Kino-Technik 9, 224 (1960). — [12] KAZAN, B., and F.H. NICOLL: J. Opt. Soc. Amer. 47, 887 (1957). — [13] KORTÜM, G.: Lehrbuch der Elektrochemie, 2. Aufl., Weinheim: Verlag Chemie 1957, S. 361. — [14] HELFFERICH, F.: Ionenaustauscher, Bd. I, S. 361. Weinheim 1959. — [15] BLANK, F., u. E. VALKO: Biochem. Z. 10, 220 (1928). — [16] ANTWEILER, H.J.: Z. Elektrochem. 47, 719 (1938). — [17] LÖSCHE, A., u. H. HULTSCHIG: Kolloid 141, 177 (1955). — [18] Siehe z.B. KORTÜM, G.: loc. cit. [1], S. 382. — [19] STAUFF, J.: Kolloidchemie, S. 567. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1960. — [20] SPIRO, M.: Chem. Educ. 33, 464 (1956). — [21] Zur Totalreflexion in inhomogenen Medien vgl. GANS, R.: Ann. Phys. (4) 47, 7 (1915).

Priv.-Doz. Dr. phil. HEINRICH NASSENSTEIN,
Abteilung für angewandte Physik der Farbenfabriken
Bayer A.G., Leverkusen

Das magnetische Verhalten von Fe-Al-Einkristallen *

I. Der Einfluß des Ordnungsgrades auf die magnetischen Eigenschaften

Von HERMANN GENGNAGEL

Mit 13 Textabbildungen

(Eingegangen am 9. Juni 1961)

1. Einleitung

Für polykristalline Eisen-Aluminium-Legierungen von 0 bis 30 Atomprozent Aluminium liegen zahlreiche Messungen magnetischer und struktureller Größen in Abhängigkeit von den verschiedensten thermischen Behandlungen vor. Sie haben eine Vielzahl von Ergebnissen gebracht, die jedoch in den meisten Fällen nicht nach einheitlichen, einfachen Gesichtspunkten ordnen waren und bezüglich der magnetischen Meßergebnisse keine einfache Modellvorstellung für das magnetische Verhalten im Überstrukturgebiet Fe_3Al entstehen ließen.

Diese Untersuchungen ergaben, daß sich die Eisen-Aluminium-Legierungen im Fe_3Al -Gebiet (13,9 Gewichtsprozent) ähnlich wie die Nickel-Eisen-Legierungen im Ni_3Fe -Gebiet verhalten. Bezüglich ihrer magnetischen Eigenschaften sind jedoch nur einige Parallelen zu ziehen, da unter anderem die Magnetostraktion der Verbindung Fe_3Al und infolgedessen der Einfluß von Spannungen auf die Gestalt der Hystereseschleifen um fast eine Größenordnung höher liegt als bei Ni_3Fe . Beide Legierungen haben gemeinsam, daß sich eine Überstruktur der Form A_3B in dem Temperaturgebiet zwischen 450 und 550° C bei geeigneter Wärmebehandlung ausbildet und daß bei Auftreten dieser Überstruktur die Permeabilität stark sinkt und die Koerzitivkraft steigt.

Die Ausbildung der Überstruktur Fe_3Al ist röntgenographisch ohne Schwierigkeiten nachzuweisen; darüber sind bereits ausführliche Untersuchungen von BRADLEY und JAY [1] sowie TAYLOR und JONES [2] durchgeführt worden.

Danach befinden sich im Falle vollständiger Ordnung stets die Aluminiumatome auf raumzentrierten Plätzen des kubisch raumzentrierten Eisengitters und bilden ein Tetraeder (Abb. 1).

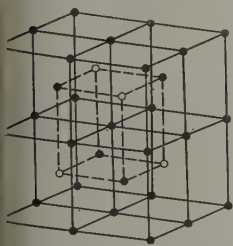


Abb. 1. Atomgitter der Legierung Fe_3Al . ● Fe-Atome, ○ Al-Atome im Fall Fe_3Al

MASUMOTO, SAITO, YAMAMOTO und TANIGUCHI [3] fanden bei ihren Messungen an polykristallinen Eisen-Aluminium-Legierungen, daß die magnetischen Größen wie z. B. Koerzitivkraft, Permeabilität, Remanenz und Magnetostraktion durch verschiedene Wärmebehandlungen stark geändert werden können. Die Versuche ergaben nach raschem Abkühlen (z. B. Abschrecken in Wasser) der Proben von höheren Temperaturen (600 bis 700° C) höhere Maximalpermeabilitäten und geringere Koerzitivkräfte als nach langamer Ofenabkühlung.

Somit war anzunehmen, daß durch Unterdrücken der sich im Temperaturgebiet von 550° C ausbildenden Überstruktur Fe_3Al die magnetischen Werte verbessert werden können. Wodurch das Auftreten eines Ordnungszustandes die magnetischen Eigenschaften verändert, konnte aus den bisher vorhandenen Meßergebnissen nicht eindeutig geklärt werden.

Zur Klärung der Frage des magnetischen Verhaltens von Eisen-Aluminium-Legierungen im Konzentrationsbereich Fe_3Al war es daher erforderlich, diejenigen Größen in Abhängigkeit vom Ordnungs-Unordnungszustand zu messen, die bestimmend sind für die Gestalt der Hystereseschleife. Im wesentlichen sind hierfür die magnetische Kristallenergie, die magnetoelastische Energie und ein Energieterm, der den Einfluß von Verunreinigungen, Poren oder Inhomogenitäten berücksichtigt, verantwortlich zu machen [4] bis [6].

Diese Untersuchungen sollten nicht wie bisher an polykristallinem sondern an einkristallinem Material durchgeführt werden, um übersichtliche Verhältnisse zu schaffen.

Daraus ergab sich folgendes Meßprogramm:

Im interessierenden Konzentrationsbereich von 5 bis 28 Atomprozent Aluminium war das Verhalten der Kristallanisotropiekonstanten K , Magnetostraktion λ_{ijk} , Koerzitivkraft H_c , Remanenz B_r und des spezifischen Widerstandes ρ zu untersuchen in Abhängigkeit von folgenden Wärmebehandlungen:

a) Wärmebehandlung, die durch langsames Ofenabkühlen Ordnungszustand erzeugt,

b) Wärmebehandlung, die durch rasches Abschrecken einen angenähert ungeordneten Zustand hervorruft,

c) Wärmebehandlung, die durch mittlere Abkühlgeschwindigkeit oder durch Anlassen nach dem Abschrecken eine teilweise Ordnung der Aluminiumatome erzeugt,

d) Wärmebehandlung, die durch Abschrecken von höheren Temperaturen (T 800° C) das Auftreten von Ausscheidungen verhindert.

In der vorliegenden Arbeit soll nicht näher auf die Struktur des geordneten Zustandes eingegangen, sondern auf Grund der bereits genannten ausführlichen Arbeiten ([1], [2]) und eigener Untersuchungen angenommen werden, daß sich bei gleicher Wärmebehandlung der gleiche Ordnungszustand ausbildet und Messungen des spezifischen Widerstandes eindeutig den Grad der Ordnung bestimmen lassen [3], [7]. Ausführliche Messungen des spezifischen Widerstandes von Fe_3Al in Abhängigkeit von der Temperatur zum Studium der Ordnungsvorgänge in Fe-Al-Legierungen sind von CAHN und FEEDER vorgenommen worden [8]. Soweit wie möglich wurden die magnetischen Messungen durch Untersuchung von Gefügebildern und

* Auszug aus der Promotionsarbeit. Universität Jena 1960.

Beobachtungen von Bitter-Mustern an Rahmeneinkristallen ergänzt. Besonders bei Auftreten von Ausscheidungen und Spannungen gaben die Bitter-Muster wichtige Hinweise und trugen zum Verständnis der verschiedenen charakteristischen Hystereseschleifen bei.

Nähere Untersuchungen und Mikroanalysen der Ausscheidungen ergaben, daß sie durch geringe Kohlenstoffverunreinigungen der Einkristalle (0,02 bis 0,04% C) verursacht wurden. Die Änderung der magnetischen Eigenschaften unter dem Einfluß dieser Verunreinigungen in den Eisen-Aluminium-Einkristallen wird ausführlich in Teil II behandelt werden.

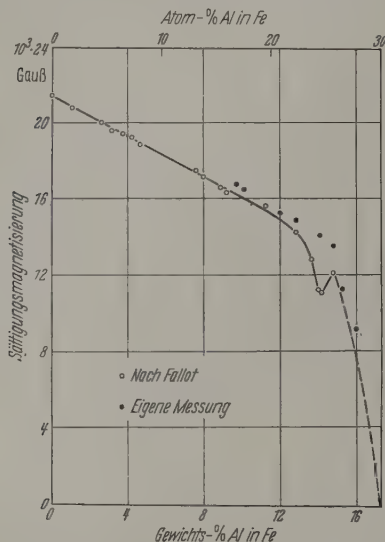


Abb. 2. Sättigungsmagnetisierung in Abhängigkeit vom Al-Gehalt. Langsam abgekühlte Proben (geordneter Zustand) \circ . Rasch abgekühlte und verformte Proben (ungeordneter Zustand) \bullet .

Zunächst soll also nur das magnetische Verhalten sehr reiner Einkristalle (0,003 bis 0,01% C) im Überstrukturgebiet Fe_3Al ohne sichtbare Ausscheidungen untersucht werden, um den Einfluß des Ordnungsgrades erfassen zu können.

2. Experimentelles

2.1. Probenherstellung

Die Herstellung der polykristallinen Legierungen erfolgte im Vakuum-Induktionsofen. Nachdem sich herausgestellt hatte, daß das anfangs von uns verwendete Armco-Eisen zu stark verunreinigt war, insbesondere der Kohlenstoffgehalt zu hoch lag und dementsprechend Ausscheidungen in den Eisen-Aluminium-Legierungen auftraten, wurde als Ausgangssubstanz im Wasserstoff gesintertes Permag-Eisen verwendet. Zum Vergleich sind in Tabelle 1 die Analysen für Armco- und gesintertes Permag-Eisen angegeben.

Das Reinstaluminium (99,99%) wurde bei einem Vakuum von etwa 10^{-3} Torr dem flüssigen Eisen (bei etwa 1550°C) zugegeben und später die Schmelze unter Vakuum in verschiedene Kupferkokillen gegossen. Es erwies sich als günstig, Al_2O_3 (Edelkorund), gesintert bei 1800°C , als Tiegelmaterial zu verwenden.

Der auf diese Weise hergestellte polykristalline Gießling stellte das Ausgangsmaterial für die Einkristallherstellung dar. In einem Tammann-Tiegel aus Sinterkorund wurden die Einkristalle durch Absenken aus der heißen Zone (1500 bis 1550°C) in einem Temperaturgradienten von etwa $40^\circ\text{C}/\text{cm}$ gewonnen (Bridgman-Verfahren [9]); optimale Ziegeschwindigkeit 2 bis 3 cm pro Stunde; Größe 0,5 bis 1 cm.

Tabelle 1

	C	S	P	Mn	Ni
Armco-Eisen	0,04%	0,02%	0,001%	0,20%	0,15%
Permag-Eisen (gesintert)	0,003%	0,007%	0,001%	0,07%	0,7%

Einkristalle: etwa 80 bis 100 mm lang mit einem Durchmesser von 15 bis 25 mm. Die Homogenität der Einkristalle konnte durch Dichtebestimmung in fünf Scheiben geschnittenen Einkristalls überprüft werden. Die Konzentration am unteren und oberen Ende eines Einkristalls von 14 Gewichtsprozent Aluminium unterschied sich um weniger als 0,5% Al. Die erforderliche kristallographische Orientierung wurde mit Hilfe der Lichtfiguren-Methode durchgeführt [11]; die für diese Zwecke konstruierte Einrichtung gestattet nach geeignetem Anätzen der Kristalle, die Orientierung in wenigen Minuten auf $\pm 0,5^\circ$ vorzunehmen [12].

Da die Eisen-Aluminium-Legierungen relativ hart sind, konnten ohne besondere Schwierigkeiten kreisrunde Einkristallscheiben und Rahmeneinkristalle (100)- und (110)-Ebenen hergestellt werden, ohne die Kristalloberfläche allzusehr zu verformen. Nach der mechanischen Bearbeitung wurden die Proben elektrolitisch poliert.

Die nachfolgenden Untersuchungen an Proben ohne sichtbare Ausscheidungen zur Klärung des Überstruktureffektes beziehen sich auf vier verschiedene Legierungen:

Tabelle 2

Al%	10,1%	12,8%	14,1%	14,8%
Kohlenstoffverunreinigung C%	0,01%	0,005%	0,009%	0,015%

2.2. Wärmebehandlung

Wie bereits erwähnt, bildet sich die Überstruktur Fe_3Al im Temperaturgebiet unterhalb von 575°C auf. Langsames Abkühlen der Proben im Ofen mit einer Geschwindigkeit von 30 bis 40°C pro Stunde reicht aus, eine vollständige Ordnung der Aluminiumatome im Eisengitter entstehen zu lassen. Abschrecken der Proben von 650°C in Wasser mit einer Abkühlgeschwindigkeit von etwa 500°C pro Sekunde unterdrückt dagegen das Entstehen einer geordneten Struktur der Aluminiumatome fast vollständig [13]. In diesen Abkühlgeschwindigkeiten verschwinden die Debye-Scherrer-Aufnahme sonst deutlich sichtbaren Überstrukturlinien Fe_3Al fast. Man kann also angenähert mit einer statistischen Verteilung der Aluminiumatome im Eisengitter rechnen. Verformt man noch zusätzlich die Proben, so kann man vollständige Unordnung erzielen. Abb. 2 zeigt den Einfluß der Ordnung auf die Sättigungsmagnetisierung.

abgeschreckten und verformten Proben wirken die Aluminiumatome bis zu 15 Gewichtsprozent Aluminium nur als Verdünnung im Eisengitter; im geordneten Zustand dagegen liegt die Sättigungsmagnetisierung erheblich tiefer und weist ein Minimum bei Gewichtsprozent Aluminium (25 Atomprozent) auf. Ähnlichen Ergebnissen gelangten auch Suckuth [14] sowie Arrott und Sato [15].

Zur besseren Übersicht sind die erforderlichen Wärmebehandlungen in einer Tabelle zusammengefaßt:

Tabelle 3. Glühung in Wasserstoff-Atmosphäre

Glühdauer- und Temperatur

5 Std bei 1000 bis 1050°C, Ofenabkühlung bis 200°C, mittlere Abkühlgeschwindigkeit 40°C pro Std, geordneter Zustand

5 Std bei 1000 bis 1050°C, Ofenabkühlung bis 650°C, Abschrecken in Wasser, Abkühlgeschwindigkeit etwa 500°C pro sec, ungeordneter Zustand

1 Std bei 400°C nach Abschreckbehandlung getempert, Zustand teilweiser Ordnung

2.3. Meßmethoden

An denselben zylinderförmigen Einkristallscheiben, an denen Magnetostraktion und Anisotropiekonstanten gemessen wurden, mußten auch die Messungen des spezifischen Widerstandes vorgenommen werden, um einwandfreie Aussagen über den kristallographischen Ordnungszustand der betreffenden Probe machen zu können. Abb. 3 erläutert das Meßprinzip. Die Eichung erfolgte durch Messung von Scheiben gleicher geometrischer Abmessungen aus Neusilber. Der spezifische Widerstand dieses Materials war zuvor sehr genau gemessen worden. Eine Meßkontrolle mit verschiedenen Meßlängen l_i ($l_i = 10, 7, 4$ mm) ergab, daß der spezifische Widerstand unabhängig von dieser Meßlänge l_i war, wenn die Scheiben einen Durchmesser von 12 bis 15 mm bei einer Dicke von 1 bis 2 mm hatten. Der spezifische Widerstand erwies sich als unabhängig von der kristallographischen Richtung (kubische Symmetrie). Der Meßfehler betrug 0,5%.

Zur Messung der Magnetostraktion wurde eine Anordnung mit kapazitiver Meßbrücke verwendet [16]. Hierbei wird die Längenänderung mit Hilfe eines Quarzgestänges auf die Platte eines Luftkondensators übertragen. Die Einkristallscheiben der (110)-Ebene sind bei dieser Anordnung auf $\pm 5^\circ$ genau einzuspannen; die Einspannlänge ist bei Scheiben von 12 bis 15 mm nur mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ zu messen. Insgesamt beträgt der Meßfehler etwa 8%. Es wurden nur Sättigungsmagnetostraktionswerte gemessen.

Die Kristallanisotropiekonstante K_1 wurde nach der allgemein bekannten Drehmomentenmeßmethode [17] an (100)-Ebenen direkt bestimmt. Ein Feld von 9000 Oe reichte aus, die Proben zu sättigen. Zur Aufnahme der an Rahmeneinkristallen zu messenden Hystereseschleifen diente ein registrierendes, hochempfindliches Fluxmeter [18], [19]. Die Schleifen wurden bei kontinuierlicher Feldstärkeänderung auf-

genommen. Dadurch konnten Barkhausen-Sprünge direkt sichtbar gemacht werden. Über die Wirkungsweise und Konstruktion dieses Fluxmeters ist an anderer Stelle bereits ausführlich berichtet worden [20]. Die maximale reziproke Empfindlichkeit beträgt zwei Maxwell-Windungen pro Millimeter, der Meßfehler $\pm 0,5\%$ (im empfindlichsten Bereich $\pm 5\%$).

3. Meßergebnisse

Bei Eisen-Aluminium-Legierungen ändert sich mit wachsendem Aluminium-Gehalt und Änderung des Ordnungsgrades die Anisotropiekonstante K_1 um mehrere Größenordnungen und die Magnetostraktion um fast eine Größenordnung, so daß einmal der Einfluß der magnetoelastischen und zum anderen der Einfluß der magnetokristallinen Energie überwiegt.

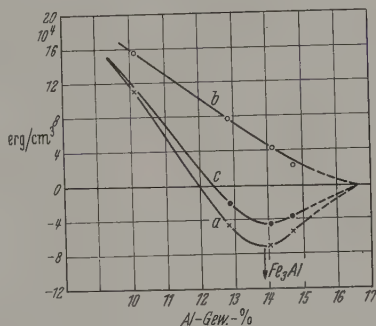


Abb. 4. Anisotropiekonstante K_1 in Abhängigkeit vom Al-Gehalt bei verschiedenen Wärmebehandlungen. a Geordneter, b ungeordneter, c teilweise geordneter Zustand

Aus den folgenden Meßergebnissen geht hervor, daß die Änderung der Gestalt der Hystereseschleifen bei verschiedenen Wärmebehandlungen im wesentlichen durch das Verhalten von K_1 , λ_{ijk} , inneren Spannungen und einem Fremdkörperanteil pro Volumen verstanden werden kann.

3.1. Kristallanisotropie und spezifischer Widerstand

Die an Einkristallscheiben gemessene Anisotropiekonstante K_1 in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt und dem Ordnungszustand zeigt den in Abb. 4 wiedergegebenen Verlauf [21]. Zu ähnlichen Ergebnissen gelangte auch Hall [22].

Danach wechselt also bei langsamer Abkühlung (Ordnungszustand) K_1 bei etwa 12 Gewichtsprozent Aluminium sein Vorzeichen, die magnetische Vorzugsrichtung geht dabei von der [100]- zur [111]-Richtung über (Abb. 4, Kurve a). Kühlt man die Probe durch Abschrecken von 650°C in Wasser sehr rasch ab, so sind die Aluminiumatome im Eisengitter fast statistisch verteilt, und K_1 sinkt fast linear mit wachsendem Aluminiumgehalt bis ungefähr 17 Gewichtsprozent Aluminium, die magnetische Vorzugsrichtung verbleibt über den ganzen Konzentrationsbereich in [100]-Richtung (Kurve b).

Kühlt man dagegen die Probe nur mit einer mittleren Geschwindigkeit ab (z.B. durch Abschrecken an Luft) oder tempert sie nach raschem Abschrecken etwa 1 Std bei 400°C, so bildet sich eine teilweise Ordnung aus, wodurch dann der Nulldurchgang von K_1 zu höheren Gehalten verschoben wird (Kurve c).

Der jeweilige Ordnungszustand in den Einkristallscheiben nach den verschiedenen Wärmebehandlungen wird durch den an diesen Scheiben gemessenen spezifischen Widerstand ρ charakterisiert (Abb. 5).

Die Anisotropiekonstante K_2 ist, Messungen in der (110)-Ebene zufolge, etwa gleich $K_1/2$; sie wird also in erster Näherung bei unseren Betrachtungen zu vernachlässigen sein.

Bei teilweise geordneten Legierungen mit mehr als 11 Gewichtsprozent Aluminium wird auf kurze Distanz im Kristallgitter die magnetische Vorzugsrichtung wechseln, also einmal in [100]- und einmal in

den Verlauf der Magnetostraktion in [100]-, [110] und [111]-Richtung als Funktion des Aluminiumgehaltes und der thermischen Behandlung wieder (Vgl. auch HALL [22].)

Die Kurven sollen hier nicht im einzelnen diskutiert werden; als wesentlichstes für unsere weiteren Untersuchungen ist die Änderung von λ_{100} bzw. λ_{111} infolge geordneten bzw. ungeordneten Zustandes entnehmen.

Diese Änderung $\lambda_a - \lambda_b$ ist in Abb. 7 über den Aluminiumgehalt aufgetragen. Die größte Magnetostraktionsänderung tritt in der Nähe der Legierung

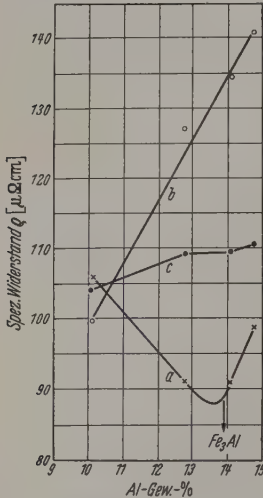


Abb. 5. Spezifischer Widerstand ρ in Abhängigkeit vom Al-Gehalt. Wärmebehandlungen wie in Abb. 4

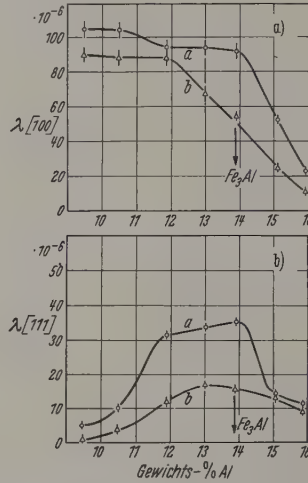


Abb. 6. a-d Magnetostraktion in den verschiedenen kristallographischen Richtungen in Abhängigkeit von der Konzentration und thermischen Behandlung, a) Ordnungszustand, b) Unordnungszustand, d) Pauschale Magnetostraktion, berechnet aus λ_{100} und λ_{111} in Abhängigkeit von der Al-Konzentration und der thermischen Behandlung

[111]-Richtung liegen. Somit kann z.B. pauschal eine sehr geringe magnetische Anisotropie entstehen, in kleinen Bereichen innerhalb des Kristallgitters jedoch eine relativ große Anisotropie herrschen, die bezüglich des Betrages und der Richtung stark ortsabhängig ist. Dadurch kann die Beweglichkeit von Bloch-Wänden zusätzlich verringert und die Koerzitivkraft entsprechend erhöht werden. Die Bloch-Wandenergie ist eine Funktion magnetokristalliner Energie E_k und magnetoelastischer Energie E_k

$$\gamma = f(E_k + E_o).$$

Da die Koerzitivkraft H_c proportional der Änderung der Wandenergie ist, so würde z.B. in x -Richtung ein zusätzlicher Term $\partial K_1/\partial x$ berücksichtigt werden müssen. K_1 tritt also nicht mehr als Konstante, sondern als ortsabhängige Größe auf.

Die Messungen der Koerzitivkraft an Rahmeneinkristallen zeigen nach entsprechender Wärmebehandlung einen solchen Einfluß der teilweisen Ordnung (Nahordnung). Auf diesen Effekt soll hier jedoch nicht näher eingegangen werden.

3.2. Magnetostraktion

Entscheidend für den Einfluß von Spannungen auf die Gestalt der Hystereseschleife und der Koerzitivkraft ist die Längsmagnetostraktion. Abb. 6 gibt

Fe₃Al auf. Bei abgeschreckten Proben, also im ungeordneten Zustand, ist in allen drei kristallographischen Hauptrichtungen [100], [110] und [111] die Magnetostraktion wesentlich kleiner als im geordneten Zustand.

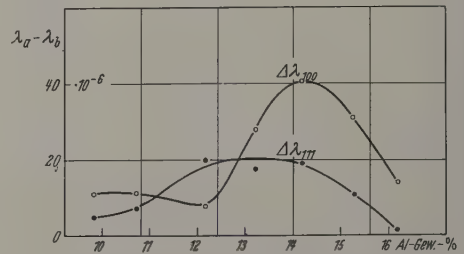


Abb. 7. Magnetostraktionsänderung $\lambda_a - \lambda_b$ (Ordnung-Unordnung) in Abhängigkeit vom Al-Gehalt

3.3. Hystereseschleifen gemessen an Rahmeneinkristallen im Konzentrationsbereich von 10 bis 15 Gewichtsprozent Aluminium

Aus den Kurven der Anisotropiekonstanten K_1 und der Magnetostraktion in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt ist zu entnehmen, daß im Gebiet von Fe₃Al relativ geringe Anisotropiewerte und sehr hohe Magnetostraktionswerte auftreten. Schon bei relativ geringen Spannungen (innere oder äußere) wird d

magnetoelastische Energie von derselben Größenordnung wie die Kristallenergie oder sogar größer sein.

Wie die Hystereseschleife eines Fe-Al-Rahmeneinkristalls mit 5% Al aussieht, bei dem K_1 sehr groß

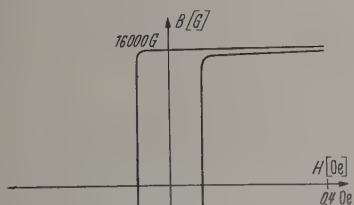
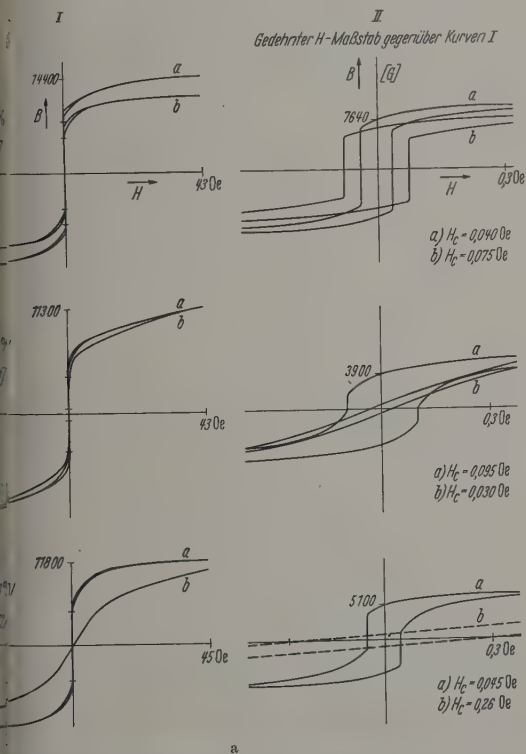


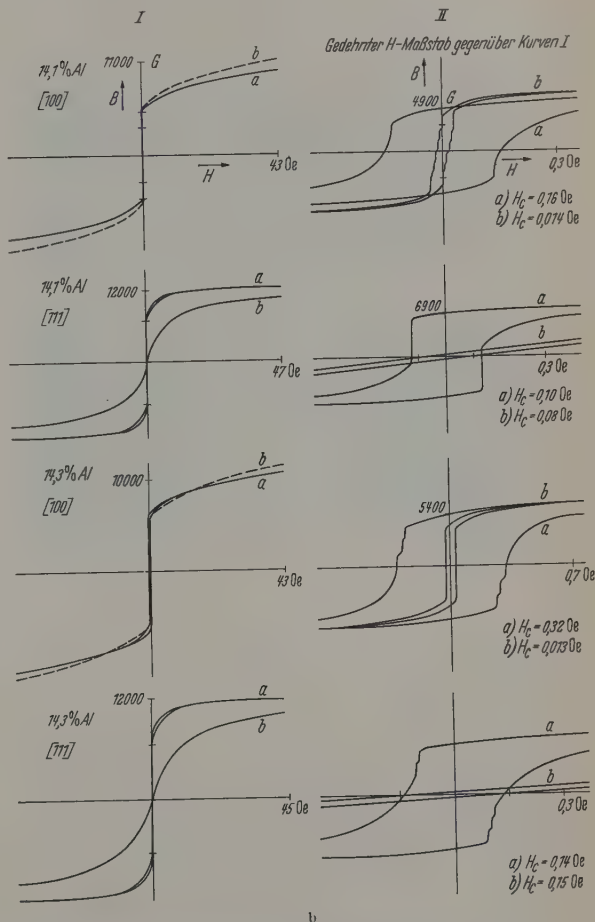
Abb. 8. Hystereseschleife eines Fe-Al-Rahmeneinkristalls (5% Al) [100] mit hoher Kristallanisotropie ($K_1 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2}$). Wärmebehandlung: 3 Std bei 1000°C gegläut, langsam im Ofen abgekühlt



a

Verhalten der Einkristalle im geordneten und die mit (b) gekennzeichneten Kurven das Verhalten im ungeordneten Zustand. Dabei ist zu beachten, daß die magnetische Vorzugsachse im Falle (a) bei Proben oberhalb 12 Gewichtsprozent Aluminium in [111]- und im Falle (b) bei allen Proben in [100]-Richtung liegt.

Die mit I bezeichneten Kurven stellen Schleifen bei höheren Feldaussteuerungen (40 bis 45 Oe) dar. In einigen Fällen wird bei diesen Feldstärken in Vorzugsrichtung fast die Sättigungsmagnetisierung erreicht; in anderen Fällen, wo die Spannungsenergie überwiegt, reicht ein Feld von 50 Oe bei weitem nicht aus, das Material zu sättigen.



b

Abb. 9 a u. b. Hystereseschleifen von Rahmeneinkristallen in [100]- und [111]-Richtung nach verschiedener Wärmebehandlung. a) Geordneter, b) ungeordneter Zustand. Sämtliche Rahmeneinkristalle wurde 5 Std bei 1000°C gegläut und (a) langsam im Ofen bis 200°C abgekühlt oder (b) bei 650°C in H_2O abgeschreckt

($350 \cdot 10^3 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$) und λ sehr klein (etwa $5 \cdot 10^{-6}$) ist, gibt Abb. 8 wieder.

In den Abb. 9a und 9b sind Hystereseschleifen, gemessen an Rahmeneinkristallen, zusammengestellt, um einen Überblick über die Veränderung der magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit vom Ordnungs-Unordnungszustand bzw. in Abhängigkeit von dementsprechenden Wärmebehandlungen zu zeigen. Die mit (a) bezeichneten Kurven zeigen das magnetische

4. Einfluß von inneren Spannungen auf die Gestalt der Hystereseschleifen

Die Summe aus magnetoelastischer Energie und Kristallenergie bestimmt den Kurvenverlauf der Eindümmung in die Sättigung. Zur Berechnung der inneren Spannungen eines Kristalls der ungefähren Zusammensetzung Fe_3Al wurde ein entsprechender Rahmeneinkristall so getempert, daß die magnetische Kristallanisotropie fast Null war ($K_1 \approx 0$).

In diesem Fall ist der Flächeninhalt zwischen der Magnetisierungskurve und der Sättigungshorizontalen gleich der Spannungsenergie E_σ (vgl. Abb. 10).

Es gilt

$$E_\sigma = \frac{3}{2} \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot \sin^2 \varphi.$$

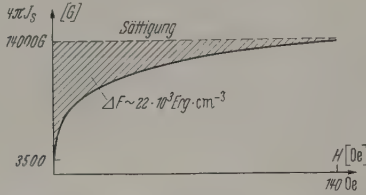


Abb. 10. Zur Abschätzung der inneren Spannungen aus dem Einmäßen der Magnetisierungskurve in die Sättigung (Magnetisierungskurve eines Rahmeneinkristalls mit 14,1 Gew.-% Al [100] (001), $K_1 \approx 0$ nach entsprechender Wärmebehandlung)

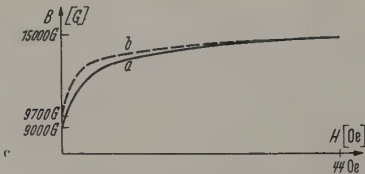
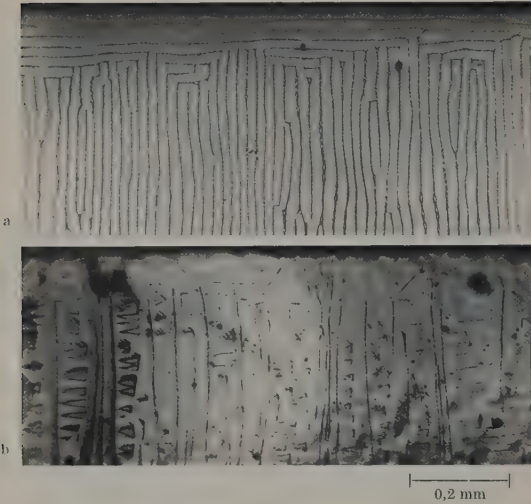


Abb. 11. a Spannungsmuster auf einem [100]-Schenkel eines Fe-Al-Rahmeneinkristalls (10,1% Al), diese Spannungsmuster traten nach längeren Glühbehandlungen auf, unabhängig davon, ob die Probe langsam im Ofen oder rasch an Luft abgekühlt wurde, vgl. Kurve a in Abb. 11c. b Gleiche Probe wie bei a, nur 0,1 mm dicke Schicht einseitig abgetragen. (Verspannte Oberflächenschicht abgetragen, dadurch Spannungen vermindert und Struktur der Weißschen Bezirke geändert, vgl. Kurve b in Abb. 11c.) c Magnetisierungskurven des Rahmeneinkristalls (10,1% Al). a vor dem Abtragen einer 0,1 mm dicken Oberflächenschicht, b nach dem Abtragen einer 0,1 mm dicken Oberflächenschicht

Nimmt man in erster Näherung eine isotrope Spannungsverteilung an, so ergibt sich nach räumlicher Mittelung:

$$E_{\sigma i} = \lambda \cdot \bar{\sigma}_i.$$

Nach Einsetzen von λ für einen 14,1 Gewichtsprozent Al-Rahmeneinkristall [100] (001) folgt für

$$\bar{\sigma}_i = 5,5 \text{ kp} \cdot \text{mm}^{-2}.$$

In erster Näherung kann man diesen Spannungswert auch für Legierungen höheren und tieferen Al-Gehaltes im Bereich von 10 bis 15 Gewichtsprozent Aluminium einsetzen.

Die Magnetisierungskurven I in Abb. 9 zeigen deutlich den Einfluß der Spannungen, die in magnetischer Vorzugsrichtung die Sättigung erst bei etwa 100 Oe erreichen lassen.

Diese inneren Spannungen waren jedoch durch Glühen bei höheren Temperaturen und anschließendes langsames Abkühlen (30° C/Std) keineswegs zu beseitigen. Nach diesen Glühungen zeigten die Proben sämtlich auf ihrer Oberfläche einen weißlich grauen Belag, der chemisch analysiert als Al-Oxyd identifiziert werden konnte. Daraus war zu entnehmen, daß bei längerem Tempern, besonders bei höheren Temperaturen, Al aus der Probenoberfläche herausdampft und infolge geringer Sauerstoffmengen im Wasserstoff aufoxydiert. Durch Diffundieren der Al-Atome an der Probenoberfläche verarmen die oberen Proben-schichten an Al-Atomen und verursachen Schrumpfungen. Somit entstehen besonders in Schichten nahe der Oberfläche Druck- und Zugspannungen, die durch längeres Tempern nicht beseitigt, sondern gerade erzeugt werden.

Trägt man diese an Al-Atomen verarmte Schicht elektrolytisch ab, so werden die Spannungen allmählich geringer, und die Hystereseschleife des Rahmeneinkristalls richtet sich um so mehr auf, je mehr die verspannte Oberfläche abgetragen wird (vgl. Abb. 11 bis c).

Dichtemessungen an mehrfach geglühten Proben ergaben ein Ansteigen der Dichte gegenüber ungeglühten Proben um etwa 2%. So stieg z.B. die Dichte eines Kristalls mit 14,1% Al von 6,63 auf 6,72 g · cm⁻³, das entspricht etwa einem mittleren Gewichtsverlust von 1 bis 1,2 Gewichtsprozent Aluminium. Nach längerem Glühen hatte also die Probe statt 14,1% Al Mittel nur noch 13 Gewichtsprozent Aluminium. Dieser Effekt muß bei dünnen Fe-Al-Bleichen besonders ausgeprägt sein. Längeres Glühen dieser Bleche bei höheren Temperaturen wird also durch Herausdiffundieren von Al-Atomen die magnetischen Eigenschaften stark verändern, das Material inhomogen werden lassen und die Permeabilität durch Auftreten hoher innerer Spannungen herabsetzen.

Soll das Diffundieren von Al-Atomen an der Probenoberfläche und damit das Entstehen von inneren Spannungen verhindert werden, so sind die Glühungen unter einem bestimmten partiellen Dampfdruck durchzuführen. Unter Umständen ist auch schon eine Glühung unter reinstem Schutzgas oder Hochvakuum ausreichend, da nach unseren Untersuchungen das Diffundieren der Al-Atome an der Oberfläche durch chemische Reaktion an dieser Oberfläche begünstigt wird¹.

Zusätzlich zu diesen inneren Spannungen infolge von Al-Verlusten ist noch mit Spannungen zu rechnen, die durch Abschrecken der Einkristalle von 650° C in Wasser erzeugt werden. Wie die Kurven I in Abb. 9 zeigen, sind die in [100]-Richtung gemessenen Schleifen bei 12,8% Al bis 14,8% Al im geordneten (a) und im ungeordneten (b) Zustand fast gleich, obwohl im Zustand (b) die Meßrichtung zugleich Vorzugsrichtung, im Zustand (a) dagegen nicht. Das bedeutet

¹ Versuche, die Wärmebehandlung in einem geschlossenen Topf aus dem gleichen Material wie das der Probe durchzuführen, ergaben eine Verminderung der inneren Spannungen, jedoch konnten die inneren Spannungen bei der von uns verwendeten Anordnung nicht völlig beseitigt werden.

daß die inneren Spannungen, die durch das Abschrecken in dem Material entstanden sind (b), fast quantitativ die Wirkung der Kristallanisotropie des geordneten Einkristalls ersetzen.

Es gilt also

$$E_{\text{abschr}} = E_k^{[111]} - E_k^{[100]} = \frac{K_1}{3} - \frac{K_2}{27} \approx \frac{K_1}{3} \left(K_2 \approx \frac{1}{2} K_1 \right)$$

1 t

E_{abschr} = Dichte der magnetoelastischen Energie infolge Abschreckspannungen,

$E_k^{[ijk]}$ = Dichte der magnetostatischen Energie in der Richtung $[ijk]$,

K_1, K_2 = Konstanten der magnetokristallinen Energie.

Mit $K_1 \approx 5 \cdot 10^4 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ und $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$ folgt daraus für die Abschreckspannungen:

$$\sigma_{\text{abschr}} \approx \frac{K_1}{3} \approx 3 \text{ kp} \cdot \text{mm}^{-2}.$$

Der Einfluß dieser Spannungen auf die Hystereseschleife ist natürlich je nach Größe von λ und K_1 bei

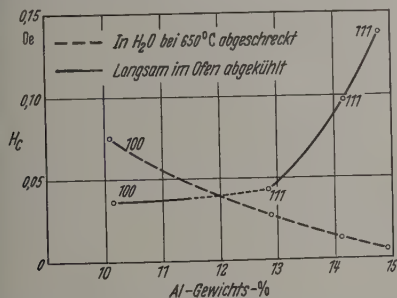


Abb. 12. Koerzitivkraft H_c von Fe-Al-Rahmeneinkristallen [001] (100) und [111] (110) in Abhängigkeit vom Al-Gehalt nach verschiedenen Wärmebehandlungen. Probe 10,1% Al 0,01% C; Probe 12,8% Al 0,005% C; Probe 14,1% Al 0,009% C; Probe 14,8% Al 0,015% C

den verschiedenen Legierungen verschieden. In der obigen Abschätzung wurden daher für λ und K_1 nur Mittelwerte eingesetzt, die für den Konzentrationsbereich von 12,8 bis 14,8% Al gelten.

5. Die Koerzitivkraft im Überstrukturgebiet

Über das Verhalten der Koerzitivkraft bei verschiedenen Wärmebehandlungen kann man ganz allgemein sagen, daß sie im Überstrukturgebiet Fe₃Al bei abgeschreckten Proben in magnetischer Vorzugsrichtung [100] stets kleiner ist als bei langsam abgekühlten Proben in der entsprechenden Vorzugsrichtung [111] (s. Abb. 12). Örtlich stark schwankende Spannungen und Änderungen der Anisotropiekonstanten über kurze Distanz innerhalb eines Kristalls können einerseits dafür verantwortlich gemacht werden, andererseits können aber auch kleinste Ausscheidungen, die besonders bei langsamem Abkühlen entstehen, die Bloch-Wandbewegung behindern. Um dies deutlich zu machen, ist in Abb. 12 noch der Kohlenstoffgehalt der Proben angegeben. Der Einfluß sichtbarer Ausscheidungen (bei Kohlenstoffgehalten $> 0,02\%$) auf Koerzitivkraft und Remanenz wird eingehend im II. Teil untersucht werden.

Am Beispiel eines 14,8% Fe-Al-Rahmeneinkristalls soll in Abb. 13 anschaulich die Veränderung der Hystereseschleife in Abhängigkeit vom Ordnungszustand gezeigt werden.

Quantitativ lassen sich in diesem Zusammenhang über die Größe und Änderung der Koerzitivkraft keine

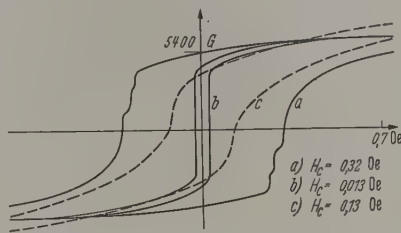


Abb. 13. Änderung der Hystereseschleife eines 14,8% Fe-Al-Rahmeneinkristalls [100] (001) in Abhängigkeit vom Ordnungszustand, a Geordneter Zustand (geringe Menge von Ausscheidungen vorhanden; b ungeordneter Zustand; c teilweise geordneter Zustand [Proben nach Wärmebehandlung (b) 1 Std bei 400°C getempert])

Aussagen machen. Inwieweit submikroskopische Ausscheidungen noch eine entscheidende Rolle spielen, kann aus den vorliegenden Messungen nicht gesagt werden.

Zusammenfassung

Durch das Auftreten einer Überstruktur werden Größen wie z.B. die magnetische Kristallanisotropie und die Magnetostraktion stark geändert, dementsprechend zeigen auch die magnetischen Werte in den verschiedenen kristallographischen Richtungen wesentliche Änderungen. Der Einfluß dieser Veränderungen auf die Form der Hystereseschleife kann durch das Auftreten von Ausscheidungen vollständig verschleiert werden. Daher mußte besonders sorgfältig auf die Vermeidung von Ausscheidungen geachtet werden. Das geschah durch Senkung des Kohlenstoffgehaltes unter 0,02%.

Die Meßergebnisse lassen erkennen, daß das Verhalten von Fe-Al-Legierungen im Konzentrationsbereich von 10 bis 15 Gewichtsprozent Aluminium (18 bis 27 At.%) im wesentlichen durch das Verhalten von Kristallenergie und Magnetostruktion in Abhängigkeit von der Wärmebehandlung beschrieben werden kann. Dabei wurden die Behandlungen so gewählt, daß a) fast vollständiger Ordnungszustand, b) fast vollständiger Unordnungszustand und c) teilweise Ordnung sich ausbildete. Messungen des spezifischen Widerstandes an Einkristallscheiben nach den jeweiligen Glühungen zeigten im Zusammenhang mit röntgenographischen Untersuchungen, daß tatsächlich die verschiedenen Ordnungszustände auftraten. Die unvermeidlich bei normaler Glühbehandlung infolge Diffundierens der Al-Atome an die Probenoberfläche auftretenden inneren Spannungen sind in magnetischer Hinsicht bei den Fe-Al-Legierungen von besonderem Einfluß, bei denen die Kristallanisotropie relativ klein und die Magnetostruktion noch relativ hoch ist ($\lambda \approx 50 \cdot 10^{-6}$); das ist besonders im Konzentrationsbereich von 12 bis 15 Gewichtsprozent Aluminium der Fall. Die inneren Spannungen bewirken ein langsames Einmünden in die Sättigung und setzen insbesondere die Remanenz herab und die Koerzitivkraft ein wenig herauf. Die

relative Remanenz kann dabei auf etwa 0,3 % herunter-sinken; ähnliche Werte wurden auch an polykristallinen Proben gemessen.

Literatur: [1] BRADLEY, A. J., and A. H. JAY: J. Iron Steel Inst. 125, 339 (1932). — [2] TAYLOR, A., and R. M. JONES: J. Phys. Chem. Solids 6, 16 (1958). — [3] YAMAMOTO, H., and H. SATO: Sci. Rep. RITU A-Serie 3, 523 (1951); 4, 321 (1952). — YAMAMOTO, M., and S. TANIGUCHI: Sci. Rep. RITU A-Serie 8, 112, 193 (1956). — [4] BECKER, W., u. R. DÖRING: Ferromagnetismus. Berlin: Springer 1939. — [5] KRISTEN, M.: Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysteresis und der Koerzitivkraft. Leipzig: S. Hirzel 1944. — [6] NEEL, L.: Cahiers Phys. 25, 21 (1944). — [7] GENG-NAGEL, H.: Naturwissenschaften 45, 81 (1958). — [8] CAHN, R. W., and R. FEDER: Phil. Mag. 5, 451 (1960). — FEDER, R., and R. W. CAHN: Phil. Mag. 5, 343 (1960). — [9] STEPHAN, W.: Exp. Techn. Phys. 5, 97 (1957). — [10] KOSSEL, W.: Chemie

56, 33 (1943). — HOR, S.: Diplomarbeit, Danzig 27. 3. 1941. — [11] YAMAMOTO, M., and J. WATUNABE: Sci. Rep. RITU A-Serie 9, 24, 395 (1957). — [12] GENG-NAGEL, H.: Vortr. Physikertagung 1958, Leipzig. — [13] SELISSEK, J. P.: Z. Phys. 10, 714 (1960). — [14] SUCKSMITH, W.: Proc. Roy. Soc. A 171, 525 (1939). — [15] ARROTT, A., and H. SATO: Phys. Rev. 114, 1420 (1959). — [16] VOGLER, G.: Nachrichtentechnik 7, 310 (1955). — [17] BOZORTH, R. M.: Ferromagnetism. New York: D. van Nostrand Comp. 1951. — [18] GAR, R. F.: Electr. Engng. 56, 805 (1937). — [19] CIOFFI, P.: Rev. Sci. Instr. 21, 624 (1950). — BERGE, R. I., and CH. A. DERJAHN: Electronics, July, 147 (1954). — [20] GENG-NAGEL, H.: Acta Imeko (1958), Meßtechnik Konferenz, Budapest, 1958. — [21] GENG-NAGEL, H.: Naturwissenschaften 44, (1957). — [22] HALL, R. C.: J. Appl. Phys. 28, 707 (1957).

Dr. HERMANN GENG-NAGEL,

Deutsche Akademie der Wissenschaften,
Institut für Magnetische Werkstoffe, Jena

Magnetische Eigenschaften der seltenen Erdmetalle Praseodym und Samarium bei tiefen Temperaturen *

Von PETER GRAF

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 3. August 1961)

I. Einleitung

In einer früheren, von H. LEIPFINGER [1] durchgeführten Arbeit wurde eine größere Anzahl der seltenen Erdmetalle auf ihre magnetischen Eigenschaften bei tiefen Temperaturen untersucht, mit dem Ziel, die Austauschwechselwirkung in den Metallen kennenzulernen. — Es hatte sich damals gezeigt, daß bei den meisten Metallen Ferro- bzw. Antiferromagnetismus auftritt [1], jedoch nicht bei Praseodym, Samarium und Dysprosium. Diese Metalle standen zu den damaligen Messungen aber nur als Pulver zur Verfügung. — Da Dysprosium in kompakter Form als ferromagnetisch unter 92° K bekannt war [2], wurde von LEIPFINGER [1] die Vermutung geäußert, das Fehlen von Ferro- bzw. Antiferromagnetismus könne neben chemischen Verunreinigungen der Metalle auch durch die Pulverform der zur Verfügung gewesenen Metalle verursacht sein.

Um dieser Vermutung nachzugehen, wurden die damaligen Messungen an Praseodym- und Samariumpulver jetzt mit kompaktem Praseodym- und Samariummetall wiederholt.

II. Meßmethode und experimentelle Anordnung

Zu den Suszeptibilitätsmessungen standen zwei schon früher beschriebene, magnetische Waagen [1], [3] zur Verfügung, die hinsichtlich ihres Temperaturbereiches erweitert wurden. Eine der Waagen [1] ist im Institut für Tieftemperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften von H. LEIPFINGER aufgestellt worden, die andere [3] von V. ENGELMANN im Physikalischen Institut der TH München. Mit den Waagen wurden Relativmessungen ausgeführt. Wie bei den genannten Autoren wurden die Kräfte, die kleine Proben der Metalle und Proben aus Kupfersulfat im inhomogenen Magnetfeld erfahren bei verschiedenen Feldstärken bestimmt, und durch Ver-

gleich der Kräfte und mit der bekannten Suszeptibilität des Kupfersulfates [4] die Suszeptibilität der Metalle ermittelt.

Die maximalen Feldstärken am Ort der Probe betrugen 2840 Oe [1] und 4250 Oe [3].

Wegen permanenter magnetischer Momente, die sich in den Proben aus Samarium-Metall einfrieren ließen, wurden diese Proben nicht wie sonst üblich an Fäden, sondern an einem dünnen Glasstab aufgehängt, der durch Doppelhaken in der Schneide des Waagebalkens eingehängt war. Da er sich so nicht drehen konnte, blieb die Orientierung der Probe erhalten.

Mit der einen Apparatur [1] konnte ursprünglich in den Temperaturbereichen der flüssigen Luft, des flüssigen Wasserstoffs und Heliums gemessen werden. Zur Temperaturbestimmung von Helium wurde die Dampfdruckkurve für Helium von 1948 [5], für Wasserstoff die Dampfdruckkurve von HENNING [6] verwendet. — Mit der andern Apparatur [3] konnten zunächst Messungen bei Raumtemperatur, bei 90° K und bei 20° K durchgeführt werden.

Zu Messungen bei Temperaturen, die zwischen den Temperaturbereichen der verflüssigten Gase liegen, wurden zwei Kryostaten nach der in Abb. 1 dargestellten Prinzip gebaut. Das äußere

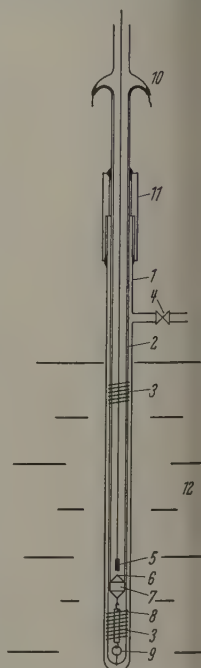


Abb. 1. Skizze des Kryostaten. 1, 2 koaxiale Glasröhren; 3 Heizröhrchen; 4 Heizröhrchenwicklung; 5 Probe; 6, 7, 8, 9 Thermoelement mit Verankerung; 10 Vakuumdichte Durchföhrung der Thermoelementdrähte; 11 Buchse zur Zerzerung der Glasröhre; 12 Kältebad

* Auszug aus der Dissertation, T. H. München 1960.

Das Rohr (1) tauchte in das Kältebad (12) ein, das in dem zwischen den Polschuhen des Magneten befindlichen Dewar-Gefäß enthalten war. Das innere Rohr (2), in dem die Probe (5) hing, trug eine bifilar gewickelte Heizung (3) aus Konstantandraht. Zum Wärmeaustausch zwischen Probe und Kältebad wurden die Rohre (1) und (2) mit Wasserstoffgas von 1 Torr Druck, bzw. für Messungen zwischen 4° K und 20° K mit Heliumgas von 10^{-2} Torr Druck gefüllt. Die Temperatur wurde durch das Thermoelement (6) etwa 3 mm unter der Probe gemessen. Die Bestimmung der Thermospannung erfolgte mit einem Spiegelgalvanometer, unter 1° K mit einem Kompensationsapparat. Fixpunkte für die Eichung des Thermoelementes waren die Siedepunkte des flüssigen O_2 , N_2 , H_2 , He.

Die Zeit, in der sich die Proben auf konstante Temperatur einstellten, betrug zwischen 5 und 10 min. Die Temperatur während der Messungen schwankte nicht mehr als 1% der jeweiligen absoluten Temperatur. Die Temperaturdifferenz zwischen Thermoelement und Probe betrug höchstens einige Zehntel Grad.

III. Durchführung und Auswertung der Messungen

Die Durchführung und Auswertung der Messungen erfolgte wie in den früheren Arbeiten [1], [3].

Die Absolutwerte der Suszeptibilität wurden mit einem Fehler von $\pm 5\%$ bestimmt. — Der Diamagnetismus der Metallionen wurde mit Hilfe der Werte von KLEMM [16] berücksichtigt. — In den Diagrammen sind die Reziprokwerte der Suszeptibilität pro Grammatom angegeben.

IV. Proben

Beide Metalle wurden von Prof. F.H. SPEDDING, Iowa State University, Ames, Iowa, freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

Das Praseodym-Metall war ein kompaktes Stück, das Samarium-Metall hatte die Form von längsseitig zu einem Block zusammengewachsenen Fasern von einigen Zehntel Millimeter Dicke und etwa 10 mm Länge. Die Fasern ließen sich leicht voneinander trennen.

Das Samarium wurde durch optische und massenspektroskopische Analyse auf Verunreinigungen untersucht¹. Die optische Analyse war wegen des Linienreichtums des Samariumspektrums unsicher. Nach der optischen Analyse ist Eisen, wenn überhaupt, so nur spurenweise vorhanden, Silizium und Magnesium zu $10^{-3}\%$. Nach der massenspektroskopischen Analyse sind andere seltene Erdmetalle zu höchstens $10^{-2}\%$ vorhanden.

V. Meßergebnisse

1. Praseodym

Die Suszeptibilität war im ganzen Temperaturbereich unabhängig von der Feldstärke, es wurde kein Anzeichen von Ferromagnetismus oder Antiferromagnetismus gefunden. In Abb. 2 sind die Reziprokwerte der Atomsuszeptibilität des hier gemessenen kompakten Metalls eingetragen, zusammen mit der

an Metallproben von LEIPFINGER [1] gefundenen Kurve, der Kurve für das Praseodymsulfat [10] und der von MURAO [9] für das Metall berechneten Kurve.

Abb. 3 zeigt die Temperaturabhängigkeit der reziproken Suszeptibilität bei tiefen Temperaturen. Nur in Abb. 3 ist die Kurve von LOCK [8], die ebenfalls am kompakten Metall gemessen wurde, eingetragen, da nur unterhalb 50° K zwischen den Werten von LOCK und den hier gemessenen stärkere Abweichungen

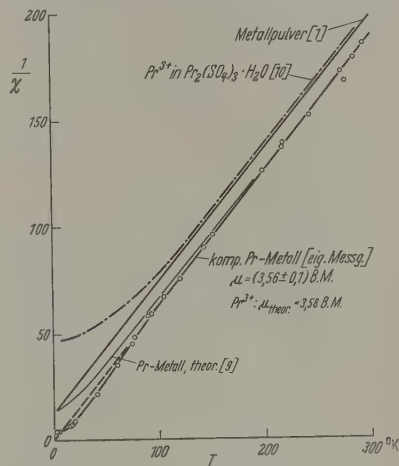


Abb. 2. Temperaturgang von $1/\chi$ für Praseodym-Salz und für Praseodym-Metall

bestehen. — Im Gegensatz zum Verhalten des Metallpulvers, an dem herab bis zu 1,5° K ein Curie-Weiß-Gesetz gefunden wurde [1], gehorchte die Suszeptibilität des hier gemessenen kompakten Metalls wie bei LOCK [8] oberhalb 100° K dem Curie-Gesetz (4)

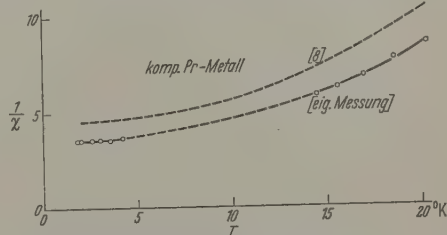


Abb. 3. Temperaturgang von $1/\chi$ für Praseodym-Metall bei tiefen Temperaturen

$\chi = 1,58/T$. Aus der Curie-Konstanten ergab sich das dem Praseodym³⁺-Ion entsprechende magnetische Moment von $3,56 \pm 0,1$ B. M.

Unter 100° K trat eine Abweichung der Suszeptibilität vom Curie-Gesetz auf. Wie bei LOCK [8] war die Suszeptibilität im Temperaturbereich des flüssigen Heliums fast temperaturunabhängig.

Eine solche Abweichung wurde auch von MURAO [9] der die Kristallfeldaufspaltung der Terme der Praseodym-Ionen im Metall berechnete und daraus die Suszeptibilität bestimmte, gefunden.

Die hier durchgeführten Messungen bestätigen, daß das Praseodym-Metall aus dreiwertigen Ionen aufgebaut ist, und daß sich beim kompakten Metall der Einfluß des Kristallfeldes bemerkbar macht. Die Temperaturunabhängigkeit der Suszeptibilität im

¹ Die massenspektroskopische Untersuchung wurde von Herrn Dr. W. URBACH, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, München, die optische von Herrn Diplomchemiker WILK, Institut für Geochemie der Technischen Hochschule, München, durchgeführt.

Heliumbereich zeigt, daß der tiefste Term des aufgespaltenen Grundzustandes ein Singulett-Term ist [8].

Die Unterschiede zum Metallpulver dürften nach dem röntgenographischen Befund von LEIPFINGER eher durch die geringe Reinheit als durch die Pulverform seines Präparats bedingt sein. Wahrscheinlich beruhen die bei tiefen Temperaturen bestehenden Unterschiede zu den Messungen von LOCK auch auf verschiedener Reinheit der untersuchten Präparate.

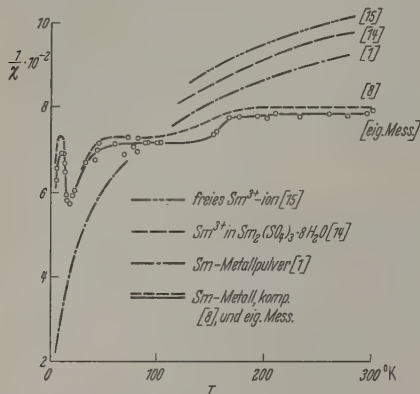


Abb. 4. Temperaturgang von $1/\chi$ für Samarium-Salz und für Samarium-Metall

2. Samarium

Die Versuche ergaben, daß sich in dem hier zur Verfügung gewesenen Samarium-Metall magnetische Momente einfrieren ließen, wenn man die Proben unter

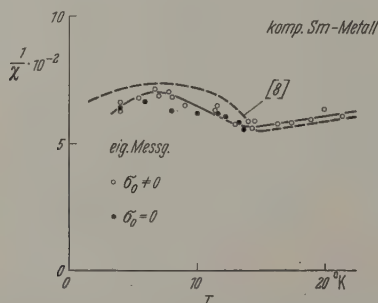


Abb. 5. Temperaturgang von $1/\chi$ für Samarium-Metall bei tiefen Temperaturen

155° K im Magnetfeld abkühlte. Die Magnetisierungskurven waren von der Form

$$\sigma = \sigma_0 + \chi \cdot H.$$

σ_0 = eingefrorenes Moment,
 χ = feldunabhängige Suszeptibilität,
 H = magnetische Feldstärke.

χ war unabhängig von σ_0 .

In Abb. 4 und 5 ist die reziproke Suszeptibilität des hier gemessenen kompakten Samarium-Metalls eingetragen zusammen mit der Kurve von LOCK [8] und der am Metallpulver gemessenen Kurve [1]. Außerdem sind eingetragen die Kurve für das Samariumsulfat [14], die dem Verhalten freier Ionen entspricht, und die für freie Ionen berechnete Kurve [15].

Die Suszeptibilität des kompakten Metalls, die von LOCK gemessenen übereinstimmt, weicht ihrer Temperaturabhängigkeit auch bei höheren Temperaturen von der der freien Ionen und von der Metallpulver gemessenen vollkommen ab. Demnach sind im kompakten Metall die magnetischen Momente auch bei höheren Temperaturen nicht frei einstellbar.

Eine antiferromagnetische Ordnung ist aber aus der Suszeptibilität erst bei tiefen Temperaturen erkennen. Wie schon von LOCK aus der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität festgestellt wurde, ist Samarium unter 15° K antiferromagnetisch. Die Zunahme der Suszeptibilität unter 6° K wurde von LOCK dem Magnetismus der 5-d-Elektronen zugeschrieben.

Die Unterschiede zum Verhalten des Metallpulvers lassen sich nicht diskutieren, da die Reinheit des Pulvers mit nur 99,5% angegeben war.

An verschiedenen Proben wurde nach Abkühlung derselben im gleichen Magnetfeld auf dieselbe Meßtemperatur verschieden große σ_0 gefunden. Sie betrugen bei 90° K zwischen 8 und 20 Gauß cm³/Gramm atom Samarium. In ihrer Temperaturabhängigkeit stimmten die σ_0 verschiedener Proben überein. Der Curie-Punkt lag bei 155° K, die σ_0 hatten bei 105° K ein flaches Maximum, bis zur tiefsten Meßtemperatur monoton ab. Im Höchstfall betrug σ_0 0,5% der Sättigungsmagnetisierung von Gadolinium. Da die spektroskopischen Untersuchung nach keine Verunreinigungen über 10⁻²% in der Probe enthalten sein sollten, wurde das Auftreten der magnetischen Momente σ_0 näher untersucht¹.

Abb. 6 zeigt bei 90° K gemessene Magnetisierungskurven. Die Proben wurden bei verschiedener magnetischer Feldstärke H_K auf die Meßtemperatur gekühlt, zur Messung bei $H_K = 0$ wurde die Probe vom reinen Feld des Apparaturmagneten durch einen Metallzylinder abgeschirmt. — Bei 90° K betrug die Koerzitivkraft des eingefrorenen magnetischen Moments σ_0 mehr als 4250 Oe, die größte hier verfügbare Feldstärke. Die Abhängigkeit der σ_0 von H_K war bei allen Proben dieselbe (Abb. 7).

Proben, die im Magnetfeld auf 90° K gekühlt und dann auf Temperaturen zwischen 120 und 150° K erwärmt wurden, zeigten Hysteresekurven, die in die Richtung positiver Magnetisierung verschoben waren.

¹ Nach Abschluß der Dissertationsarbeit wurde von Prof. SPEDDING eine zweite Probe zur Verfügung gestellt. Dabei erhaltenen Werte von σ_0 waren nur 1/10 der früher gefundenen. Optische und massenspektroskopische Untersuchungen gaben keinen Hinweis auf die Anwesenheit nichtgitterförmiger Elemente. Durch chemische Analyse (Institut für Anorganische Chemie der Technischen Hochschule, München) wurden in den früher untersuchten Proben jedoch Stickstoffgehalte von einigen Promill, nachgewiesen, in der neuen Probe dagegen kein Stickstoff. Glühen der neuen Probe in N₂-Atmosphäre erhöhte die σ_0 -Werte auf das 20- bis 30fache, dagegen gab Glühen in He-Atmosphäre keine Erhöhung. Das Auftreten von σ_0 kann daher offenbar auf die Anwesenheit von Stickstoff zurückgeführt werden.

Die starke Streuung der an nitrirten Proben gefundenen σ_0 -Werte bei fast gleichem Stickstoffgehalt der Proben zwischen 1,1 und 1,3% spricht nicht dafür, daß die σ_0 von der an der Oberfläche der Proben gebildeten Samariumnitrid herrühren. Es ist auch fraglich ob die σ_0 durch Stickstoff, der in Samarium-Metallgitter gelöst ist, verursacht wurden. Es ist denkbar, daß durch die Einwirkung von Stickstoff eine, der Spektralanalyse entgangene, ferromagnetische Verunreinigung ausgeschieden wurde, wodurch die σ_0 entstanden.

bb. 8). Demnach besteht keine Ähnlichkeit zum Verhalten der Silber-Mangan- und Kupfer-Manganlegierungen [11] und [12]. Bei diesen Legierungen lassen sich magnetische Momente mit hoher Koerzitivkraft durch Abkühlen der Legierungen im Magnetfeld auf Heliumtemperaturen einstellen; bei Erwärmung auf höhere Temperaturen zeigen sie aber Hysteresekurven, die in Richtung negativer Feldstärke verschoben sind und mit wachsender Temperatur nach $=0$ gehen.

Versuche, durch Vorbehandlung des Metalls auf σ_0 einzuwirken, gingen von der Annahme aus, daß die beobachtete Streuung der σ_0 von Verspannungen der Proben herrührt, die beim Abtrennen der Proben vom Vorrat entstanden sein konnten. Die Tabelle zeigt die Abhängigkeit der σ_0 von der Vorbehandlung der Proben.

Tabelle. σ_0 in Abhängigkeit von der Vorbehandlung der Proben

(Die σ_0 -Werte wurden bei 90° K gemessen, nachdem die Proben bei einer Feldstärke von 60 Oe auf 90° K abgekühlt worden waren.)

Probe-Nr.	ohne Vorbeh.	ge-temper	abge-schreckt	ge-temper	verformt	abge-schreckt
1	18	1,1	6,3	—	—	—
2	20,8	—	—	—	—	—
3	5	—	—	—	0	2
4	4	0,5	4,7	0,4	0	—
5	15,5	0,5	3	—	—	—
6	7,7	—	—	—	0	—

Beim Tempern wurden die Proben $\frac{1}{2}$ Std bei 900° C geglüht und dann mit 30°/Std langsam abgekühlt. Das Abschrecken der Proben erfolgte durch rasche Abkühlung von 900° C. Das plastische Verformen des sehr duktilen Materials wurde in einer Achatreibschale vorgenommen. Da der Einfluß von Abschrecken und Verformen auf σ_0 entgegengesetzt ist, werden die σ_0 primär nicht durch Spannungen im Material beeinflusst. Der starke Einfluß der plastischen Verformung zeigt, daß die beobachtete Streuung der σ_0 durch Abtrennen der Proben vom Vorrat zustande kam.

Übereinstimmend mit den Versuchen an vorbehandeltem Material war die Annahme, daß Samarium eine ferromagnetische Modifikation besitzt, die bei hohen Temperaturen stabil ist, durch rasches Abkühlen zu tiefen Temperaturen erhalten bleibt und erst bei plastischer Verformung verschwindet. Im Hinblick darauf, daß eine Modifikation möglicherweise längere Zeit benötigen würde, bis sie sich vollständig ausgebildet hat (vgl. LANTHAN [13]), wurde der Einfluß der Glühdauer vor dem Abschrecken untersucht. Es wurde kein Anwachsen der σ_0 mit der Glühdauer festgestellt. Da die Reinheit des Metalls nicht sicher bekannt war, wurden an dem vorliegenden Metall keine weiteren Versuche mehr unternommen.

Was die Abhängigkeit der σ_0 von der Vorbehandlung der Proben, genauer gesagt, das Verschwinden der σ_0 an plastisch verformten Proben, anbelangt, so wurde erst in einer abschließenden Diskussion durch Herrn Professor W. MEISSNER auf die Möglichkeit hingewiesen, daß das Verschwinden von σ_0 durch die Entmagnetisierung bedingt sein könnte. Bei der Verformung wurde das faserartige Material zu flachen Bändchen gedrückt. Es ist möglich, im Innern des

Materials kleine ferromagnetische Bezirke anzunehmen, die bei der Verformung flachgedrückt werden. Da bei der Messung die lange Seite der Bändchen senkrecht zum Magnetfeld war, wäre mindestens für einen großen Teil der angenommenen flachgedrückten Bezirke mit einem hohen Entmagnetisierungsfaktor zu rechnen. Es könnte also sein, daß durch die hohe

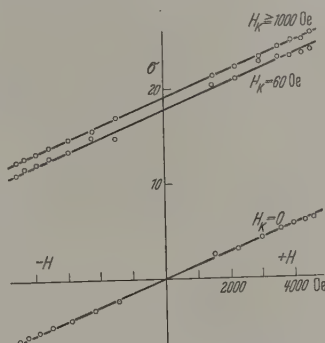


Abb. 6. Magnetisierungskurve für Samarium-Metall bei 90° K in Abhängigkeit von der Feldstärke H_K während des Abkühlens der Proben

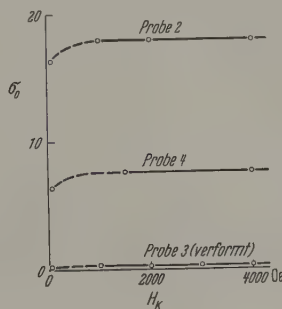


Abb. 7. Das permanente magnetische Moment σ_0 bei 90° K in Abhängigkeit von der Feldstärke H_K während des Abkühlens der Proben

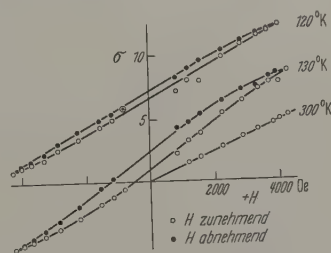


Abb. 8. Magnetisierungskurven für Samarium-Metall oberhalb 90° K

entmagnetisierende Wirkung der Enden σ_0 unter der Meßgenauigkeit bleibt. — Eine eingehende Untersuchung dieser Möglichkeit wurde nicht mehr durchgeführt.

Zusammenfassung

Es wurden die magnetischen Eigenschaften von kompaktem Praseodym- und Samarium-Metall untersucht.

Das kompakte Praseodym-Metall war wie das von LEIPFINGER untersuchte Praseodym-Metallpulver bis 1,5° K paramagnetisch. Im Gegensatz zum Metallpulver zeigte sich am kompakten Metall bei tiefen Temperaturen der Einfluß des Kristallfeldes in der

Abweichung von dem Curie-Gesetz, das bei höheren Temperaturen für das kompakte Praseodym-Metall gilt.

Das kompakte Samarium-Metall war unter 155° K unter besonderen Umständen nicht mehr paramagnetisch. Unter 155° K wurden Magnetisierungskurven gefunden von der Form

$$\sigma = \sigma_0 + \chi \cdot H.$$

Die remanente Magnetisierung σ_0 war von der Vorbehandlung der Proben und den Versuchsbedingungen abhängig. Sie ist keine Eigenschaft des reinen Samarium-Metalls. Sie scheint mit der Anwesenheit von Stickstoff im Samarium-Metall in Zusammenhang zu stehen. Die Suszeptibilitätskurve $\chi(T)$ hatte wie die von LOCK bei 15° K einen Néel-Punkt. Sie stimmte nicht mit der von LEIPFINGER an Metallpulver gemessenen überein.

Herr Prof. G. JOOS hat mich zu dieser Arbeit angeregt und den ersten Teil der Arbeit durch wertvolle Ratschläge unterstützt. Herr Prof. H. EWALD und Herr Privatdozent W. WADELICH haben nach dem Tode von Prof. JOOS für die Weiterführung der Arbeit Sorge getragen. Herr Prof. W. MEISSNER, der Leiter der Kommission für Tieftemperaturforschung der Bayrischen Akademie der Wissenschaften, hat mir durch wertvolle Ratschläge geholfen, die Messungen

mit flüssigem Wasserstoff und flüssigem Helium möglich und durch sein Institut großzügig Hilfe währte. Vor dem Abschluß der Arbeit hat Herr Prof. A. PETERLIN als Nachfolger von Prof. JOOS mir mehreren Diskussionen Hilfe zuteil werden lassen. Durch Diskussionen über die Arbeit haben mich auch Herr Privatdozent Dr. M. NÄBAUER und Herr Dr. DOLL unterstützt.

Literatur: [1] LEIPFINGER, H.: Z. Physik 150, 415–4 (1958). — [2] ELLIOTT, J.F., S. LEGVOLD and F.H. SPEDING: Phys. Rev. 94, 1143 (1954). — [3] ENGELMANN, Diplomarbeit TH München 1953. — [4] REEKIE, J.: Phil. Roy. Soc. A 173, 367 (1939). — [5] DIJK, H. VAN, and SHOENBERG: Nature, Lond. 164, 151 (1949). — [6] HENNIG, F.: Wärmetechnische Richtwerte. Berlin 1938. — [7] LANDOLT-BÖRNSTEIN: Bd. I, Teil 1, S. 392. 1950. — [8] LOCK, J.M.: Proc. Phys. Soc., Lond. B 70, 566 (1957). — [9] MURATA, T.: Progr. theor. Phys., Japan 20, 277 (1958). — [10] GORTCH, C.J., W.J. DE HAAS: Comm. Kammerlingh Onnes Lab. Leiden 218b (1931). — [11] KOUVEL, J.S.: J. Appl. Phys. Suppl. to No 5 31, 142 (1960). — [12] MEIKLEJOHN, W.H. and C.P. BEAN: Phys. Rev. 105, 904 (1957). — [13] SPEDING, F.H., S. LEGVOLD, A.H. DAANE and L.D. JENNING: Progr. In Low Temp. Phys., vol. 2, p. 372. Amsterdam 1957. — [14] FREED, S.: J. Amer. Chem. Soc. 52, 27 (1930). — [15] FRANK, A.: Phys. Rev. 39, 119 (1932). — [16] LANDOLT-BÖRNSTEIN: Bd. I, Teil 1, S. 398. 1950.

Dr. rer. nat. PETER GRAF,
Physikalisches Institut der TH München
und Institut für Tieftemperaturforschung
der Bayerischen Akademie der Wissenschaften,
Herrsching

Der Einfluß von Kobaltzusätzen auf die Frequenzabhängigkeit der komplexen Permeabilität von NiZn-Ferrit

Von FRIEDRICH VOIGT

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 6. Juli 1961)

In den vergangenen Jahren ist in einer Reihe von Arbeiten der Einfluß von geringen CoO-Zusätzen auf die magnetischen Eigenschaften von weichmagnetischen Ferriten behandelt worden. Da in einer kürzlich erschienenen Arbeit von SIXTUS [1] in der Einleitung auf die Veröffentlichungen der letzten Zeit eingegangen wird, kann hier auf einen derartigen Überblick verzichtet werden.

Die Auswirkung des Co-Zusatzes ist zunächst vor allem auch an technisch interessierenden Größen, wie Anfangspermeabilität und Hystereseschleife untersucht worden. Andererseits ist seit langem bekannt, daß in kobalthaltigen poly- und einkristallinen Ferritproben mit kubischer Kristallstruktur eine einachsige Anisotropie erzeugt werden kann [2], indem das Material einer Wärmebehandlung in einem magnetischen Feld unterworfen wird. Voraussetzung für das Auftreten des Effektes ist ein genügend hoher Curie-Punkt und eine verhältnismäßig langsame Abkühlung. Die übersichtlichsten Verhältnisse zur Erzeugung einer einachsigen Anisotropie liegen bei der Temperung in einem starken Magnetfeld vor, da dann alle magnetischen Momente parallel zur Feldrichtung ausgerichtet sind. Oft findet man bei Einkristallen, daß in der Vorzugslage der Kristallenergie angelegte Magnetfelder keine einachsige Anisotropie hervorrufen, so

daß die magnetischen Momente in der Vorzugslage der Kristallenergie ohne Magnetfeld ihre eigene Vorzugslage nicht zusätzlich durch Ionen, Elektronen oder Leerstellendiffusionen stabilisieren [3].

Befindet sich das magnetische Material nicht in einem Magnetfeld, so sind Bloch-Wände vorhanden. Innerhalb der Bloch-Wand stimmt die Richtung der magnetischen Momente nicht mit der Vorzugslage überein. Die Bloch-Wände bilden sich zunächst an solchen Stellen im Kristallkorn aus, an denen der zur ihrer Bildung notwendige Energieaufwand gering ist und hier werden sie in Potentialmulden elastisch festgehalten. Das sind z.B. Stellen, an denen die Bloch-Wand durch Hohlräume läuft, wo Bloch-Wandenergie eingespart wird. Die elastische Bindung der Bloch-Wand an ihre Vorzugslage berechnet sich aus dem zweiten Ableitung der Bloch-Wandenergie σ nach dem Ort x : $\alpha = d^2\sigma/dx^2$.

Die innerhalb der Bloch-Wand von der Vorzugslage abweichenden Spinrichtungen stabilisieren sich beim langsamen Unterschreiten der Curie-Temperatur durch denselben Mechanismus, der die einachsige Anisotropie hervorruft. Ein Verschieben der Bloch-Wand erfordert einen zusätzlichen Energieaufwand, da die magnetischen Momente aus ihren stabilisierten Ruhelagen herausgedreht werden müssen. Die Bloch-

and gräbt sich an solchen Stellen tiefer ein, was durch ne zusätzliche elastische Bindung $\Delta\alpha$ beschrieben werden kann. Wird das Ferritmaterial in einem starken Magnetfeld abgekühlt, so können sich die Bloch-Wände nicht stabilisieren, da sie sich erst bei tiefen Temperaturen nach Abschalten des Magnetfeldes bilden. In jedem Kristallkorn wird jedoch die einachsige Anisotropie erzeugt. Die Bloch-Wand hat bekanntlich außer der elastischen Bindung an Vorzugslagen noch andere Eigenschaften, die ihre Bewegung bestimmen. Auch der Spin, die Kreiseigenschaft der magnetischen Momente, überträgt sich auf die bewegte Bloch-Wand und macht sie träge [4]. Der Bloch-Wand muß auf Grund dieser Vorstellung eine träge Masse m zugeschrieben werden, die umgekehrt proportional zur Bloch-Wanddicke ist. Die Resonanzfrequenz einer schwingenden Bloch-Wand berechnet sich aus dem geometrischen Mittel aus elastischer Bindung und reziproker träger Masse.

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{m}} \quad (1)$$

Nach diesen Überlegungen gilt also für die Resonanzfrequenz der schwingenden Bloch-Wand ohne Magnetfeldglühung

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{m} \cdot (\alpha + \Delta\alpha)} \quad (2)$$

mit Magnetfeldtemperatur:

$$f_T = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha_T}{m_T}} \quad (3)$$

Hinweise auf die Auswirkung der einachsigen Anisotropie auf die elastische Bindung der Bloch-Wand an ihre Vorzugslagen und die träge Masse der Bloch-Wand erhält man also aus den experimentell gefundenen Resonanzfrequenzen.

Die Messungen wurden an NiZn-Ferriten der molaren Ausgangszusammensetzung 24 NiO · 16 ZnO · 60 Fe₂O₃ mit und ohne CoO-Zusatz durchgeführt. Die Zugabe des CoO erfolgte so, daß das NiZn-Verhältnis und der Fe-Überschuß konstant blieben. Nach der Herstellung der Proben (Garbrand) wurden diese erneut auf 500° C erhitzt und linear innerhalb von 6 Std auf Zimmertemperatur abgekühlt (Blindglühung). Nachdem die Frequenzabhängigkeit der komplexen Permeabilität im Frequenzbereich von 2 bis 300 MHz bestimmt worden war, wurden die Ringkerne im transversalen magnetischen Wechselfeld entmagnetisiert und danach erneut die Frequenzabhängigkeit der komplexen Permeabilität ermittelt, um eine geeignete Vergleichsmöglichkeit mit magnetfeldgetemperten Proben zu erhalten. Die transversalen Felder waren immer senkrecht zum Wechselfeld für die Permeabilitätsmessung gerichtet, also \perp zur Ringkernfläche. Die Magnetfeldtemperung der Ringkerne erfolgte in einem transversalen Magnetfeld von 5000 Oe. Der Temperaturverlauf während der Abkühlung war der gleiche wie bei der Blindglühung. Nach Abschalten des Magnetfeldes bei Zimmertemperatur befanden sich die Proben im transversalen Remanenzzustand [5], der durch eine transversale Entmagnetisierung beseitigt wurde. Die danach bestimmte Frequenzabhängigkeit der komplexen Permeabilität kann mit der nach Blindglühung und Entmagnetisierung verglichen werden. Nach der

Magnetfeldtemperung sind jedoch keine stabilisierten Bloch-Wände vorhanden.

Die Ringkerne ohne CoO-Zusatz zeigten bei niedrigen Frequenzen nach der transversalen Entmagnetisierung einen beträchtlichen Permeabilitätsabfall, der

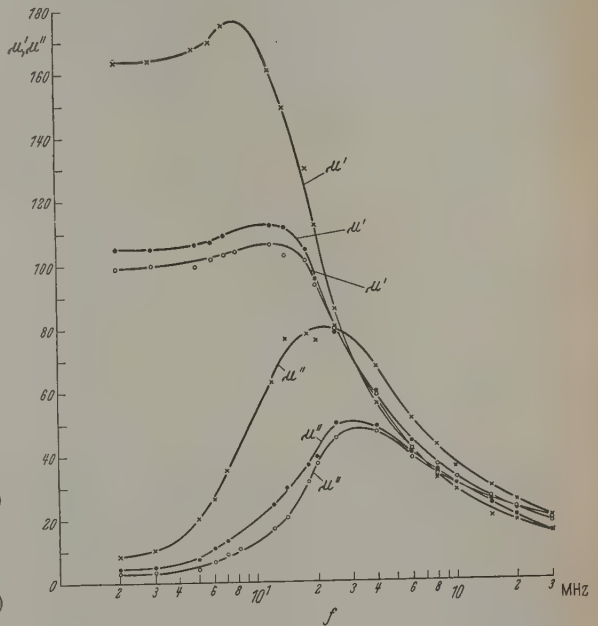


Abb. 1. Einfluß der induzierten einachsigen Anisotropie auf die Dispersion der komplexen Permeabilität von Ni-Zn-Ferrit der molaren Ausgangszusammensetzung: 24 NiO · 16 ZnO · 60 Fe₂O₃. × × × × Blindglühung; ● ● ● ● Blindglühung und transversale Entmagnetisierung; ○ ○ ○ ○ transversale Magnetfeldglühung und transversale Entmagnetisierung

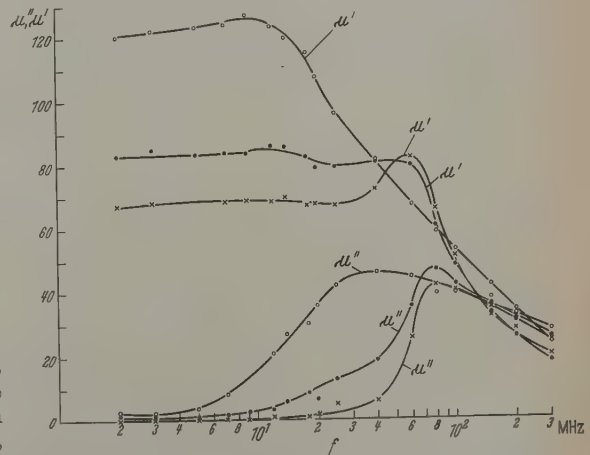


Abb. 2. Einfluß der induzierten einachsigen Anisotropie auf die Dispersion der komplexen Permeabilität von Ni-Zn-Ferrit der molaren Ausgangszusammensetzung: 23.4 NiO · 15.6 ZnO · 1 CoO · 60 Fe₂O₃. × × × × Blindglühung; ● ● ● ● Blindglühung und transversale Entmagnetisierung; ○ ○ ○ ○ transversale Magnetfeldglühung und transversale Entmagnetisierung

mit einer relativ geringen Verlagerung des Absorptionsmaximums verbunden war (Abb. 1). Der Permeabilitätsabfall wurde durch die Magnetfeldtemperung geringfügig vergrößert. Ganz anders verhält sich die Probe mit einem Mol-% CoO (Abb. 2). Hier

bewirkt die Entmagnetisierung einen Permeabilitätszuwachs bei niedrigen Frequenzen, die Magnetfeldtemperung mit nachfolgender Entmagnetisierung sogar fast eine Verdopplung des Realteils der komplexen Permeabilität und eine ausgeprägte Verlagerung des Absorptionsmaximums nach tieferen Frequenzen.

Aus derartigen Kurven können die Frequenzen der Absorptionsmaxima (Resonanzfrequenzen) entnommen und in Abhängigkeit vom CoO-Gehalt aufgetragen werden. Aus der Abb. 3 erkennt man, daß die

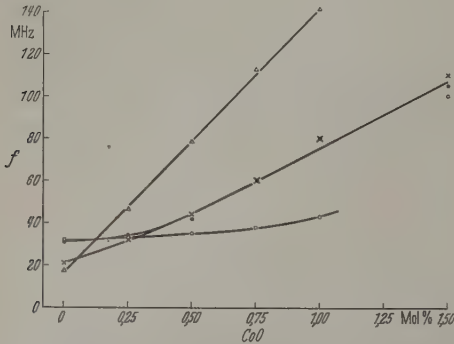


Abb. 3. Die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit vom CoO-Gehalt. Ni-Zn-Ferrit mit CoO-Zusatz und 10 Mol-% Fe_2O_3 -Überschuß. Ni-Zn-Verhältnis 1,5:1. $\times \times \times \times$ Blindglühung; $\bullet \bullet \bullet \bullet$ Blindglühung und transversale Entmagnetisierung; $\circ \circ \circ \circ$ transversale Magnetfeldglühung und transversale Entmagnetisierung; $\Delta \Delta \Delta \Delta$ nach Gl. (4) berechnete Resonanzfrequenz

Resonanzfrequenzen der blindgeglühten und der außerdem entmagnetisierten Proben mit dem CoO-Gehalt deutlich ansteigen und ab 0,5 Mol-% CoO zusammenfallen. Nach der Magnetfeldtemperung wächst die Resonanzfrequenz bis etwa 1 Mol-% CoO viel

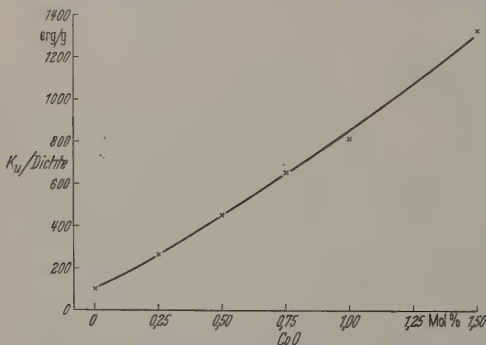


Abb. 4. Durch Magnetfeldtemperung hervorgerufene einachsige Anisotropie in Abhängigkeit vom CoO-Gehalt. Ni-Zn-Ferrit mit CoO-Zusatz und 10 Mol-% Fe_2O_3 -Überschuß. Ni-Zn-Verhältnis 1,5:1

weniger an. Erst bei höheren Zusätzen, wo das Absorptionsgebiet sehr breit wird, nimmt die Resonanzfrequenz wieder stärker zu. Die Proben mit einem CoO-Gehalt von 0,75 und 1 Mol-% zeigen einen ausgeprägten Perminvareffekt. Dieser tritt bekanntlich dann auf, wenn die Kristallenergie klein wird [6]. Bei höheren Co-Gehalten geht die Einschnürung der Hystereseschleife zurück.

Mit den Ringkernen waren gleichzeitig aus demselben Ausgangsmaterial Scheiben von 11 mm Durchmesser und 3 mm Dicke hergestellt worden, um die einachsige induzierte Anisotropieenergie pro Gramm direkt mittels einer Drehmomentenmethode zu be-

stimmen (Abb. 4). In der polykristallinen Scheibe ohne CoO-Zusatz kann nur eine relativ kleine Anisotropie durch die Magnetfeldtemperung erzeugt werden. Die induzierte einachsige Anisotropie wächst linear mit dem CoO-Zusatz an.

Zur Anfangspermeabilität tragen außer Wandverschiebungen auch die Drehprozesse bei. Die kohärente Spindrehung um die Richtung innerer effektive Magnetfelder kann zu einer Resonanzerscheinung führen. Nimmt man an, daß die Spindrehung nur durch das effektive Magnetfeld der induzierten einachsigen Anisotropie beeinflusst wird, so läßt sich die Resonanzfrequenz nach der folgenden Gleichung ermitteln:

$$f_D = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{2F}{M_s}, \quad (4)$$

wobei $\gamma = 17,6 \text{ MHz/Oe}$, M_s = spontane Magnetisierung. Bei der Berechnung dieser Formeln ist angenommen worden, daß in dem allgemeinen Ausdruck [2] für die Winkelabhängigkeit der einachsigen Anisotropieenergie:

$$E_m = -F(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2) + G(\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3) \quad (5)$$

(α_i = Richtungskosinus der Magnetisierung während der Messung)

(β_i = Richtungskosinus der Magnetisierung während der Magnetfeldtemperung)

nur der Term mit F vorhanden ist. Aus Messungen an polykristallinem Material (K_u in Abb. 3) kann dann nach der Beziehung: $F = 5/2 K_u$ [7] ermittelt werden. Die so berechneten Resonanzfrequenzen wurden in Abb. 3 eingetragen. Die experimentell gefundenen Resonanzfrequenzen liegen beträchtlich unter der theoretischen Kurve für die natürliche ferrimagnetische Resonanz. Wenn man auch Fälle überlegen kann, wo die Wirkung der Kristallenergie und der einachsigen Anisotropie auf die Spindrehung sich kompensieren, so muß doch beachtet werden, daß bei Auftreten eines ausgeprägten Perminvareffektes die Kristallenergie infolge des CoO-Zusatzes klein und die Spindrehung fast allein im effektiven Feld der einachsigen induzierten Anisotropie erfolgen wird. Das Verhalten der Proben nach einer Magnetfeldtemperung spricht also für eine Dispersion der Bloch-Wandverschiebungen.

Zusammenfassung

An NiZn-Ferriten der molaren Ausgangszusammensetzung $24 \text{ NiO} \cdot 16 \text{ ZnO} \cdot 60 \text{ Fe}_2\text{O}_3$ wurde im Frequenzbereich von 2 bis 300 MHz ein Dispersionsgebiet gefunden, das durch CoO-Zusätze stark verändert wird. Die Verlagerung der Absorptionsmaxima kann durch eine Magnetfeldtemperung mit anschließender Entmagnetisierung bis 1 Mol-% CoO rückgängig gemacht werden. Zur Deutung dieses Effekts wurde die durch eine Wärmebehandlung im magnetischen Gleichfeld erzeugte einachsige Anisotropie gemessen und daraus die natürliche ferromagnetische Resonanzfrequenz berechnet. Da die letztere größer als die experimentell gemessenen ist, müssen vorwiegend Bloch-Wandverschiebungen diesen Effekt hervorrufen.

Literatur: [1] SIXTUS, K. J.: Solid state physics in electronics and telecommunications, vol. 3, p. 91. London and New York: Academic Press 1960. — [2] SMIT, J., and H. P. J. VAN: Ferrites 1959, Philip's Technical Library. — [3] WAGNER, R.: Ann. Phys. (im Druck). — [4] DÖRING, W.: Z. Naturforsch. 3a, 374 (1948). — [5] VOIGT, F.: Naturwissenschaften 48, 215 (1961). — [6] MARAIS, A.: C. R. Acad. Sci., Paris

250, 2170 (1960); 248, 2303 (1959). — [7] BIORCI, G., A. FERRO and G. MONTALENTI: J. Appl. Phys. 31, 2121 (1960).

Dr. FRIEDRICH VOIGT,

Institut für Magnetische Werkstoffe
der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin,
Jena, Helmholtzweg 4

Magnetische Bereiche in grobkristallinen Nickel-Eisen-Schichten

VON EKKEHARD FUCHS und ALFRED POLITYCKI

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 21. Juni 1961)

Einleitung

Bei der elektrolytischen Darstellung dünner Permalloyschichten lassen sich je nach Wahl der Abscheidungsbedingungen entweder feinkristalline Präparate oder Schichten mit größeren einkristallinen Bereichen erhalten. Entscheidend ist das Verhältnis zwischen Keimbildungs- und Wachstumsgeschwindig-

keit, da das Grundmetall völlig deckschichtfrei vorliegt. Bei einer derartigen Abscheidung hat man die Möglichkeit, die Korngröße in der Permalloyschicht durch Wahl entsprechender Unterlagen in einem weiten Bereich zu variieren.

Die bisherigen Ergebnisse mit elektrolytisch erzeugten Permalloyschichten haben gezeigt, daß die

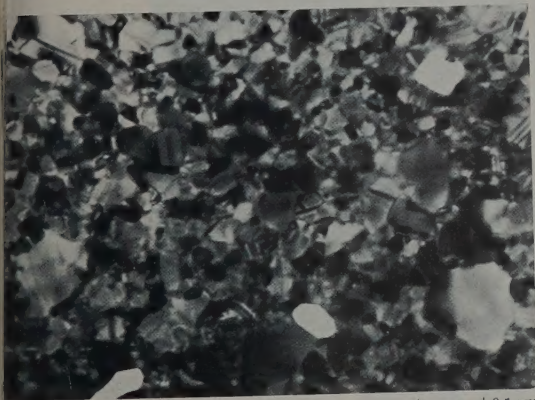


Abb. 1. Goldaufdampfschicht, die zur Vergrößerung der Kristalle 20 Std bei 150° C getempert wurde

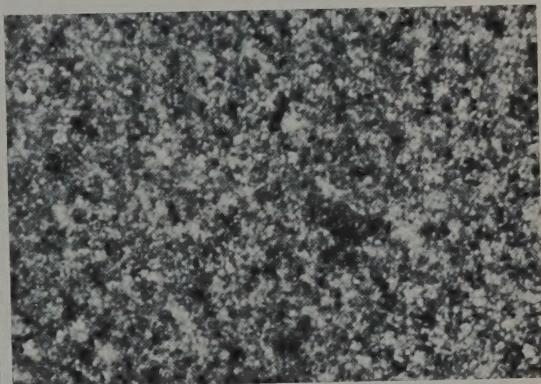


Abb. 2. Permalloyschicht, die auf der Goldschicht in Gegenwart eines Inhibitors abgeschieden wurde

keit. Bei Verwendung geeigneter Zusatzstoffe zum Elektrolyten („Inhibitoren“) werden offenbar die Wachstumszentren (Halbkristallagen, Fehlstellen) blockiert, so daß die Metallabscheidung unter verstärkter Keimbildung erfolgt. Die Teilchengröße in der Schicht liegt dann beispielsweise zwischen 100 und 200 Å, also in der gleichen Größenordnung wie bei Aufdampfschichten, die bei Temperaturen unter 300° C hergestellt werden. Die Kristallite sind unabhängig von der Größe und Orientierung der unterliegenden Metallkristalle (Abb. 1 und 2). Sie sind regellos verteilt und weisen keine Vorzugslage (Textur) auf.

Im Gegensatz zu diesen feinkristallinen Schichten läßt sich unter geeignet gewählten Bedingungen ein epitaxiales Wachstum, also eine Fortsetzung der Orientierung der Unterlagekristalle erreichen. In der Schicht entstehen dann nahezu zweidimensionale Körner verschiedener Orientierung, die genau den unterliegenden Körnern angepaßt sind. Man kann das erreichen, wenn man einen zusatzfreien Elektrolyten für die Abscheidung verwendet und dafür sorgt,

besten magnetischen Eigenschaften hinsichtlich Koerzitivkraft, Winkelstreuung der Anisotropie usw. erhalten werden, wenn die Schichten feinkristallin sind [1]. Grobkörnige Schichten scheinen daher technisch nicht interessant. Die Untersuchung derartiger Präparate bietet jedoch die Möglichkeit, die Beziehungen zwischen magnetischer Struktur und Kristallgröße, Kristallorientierung sowie Korngrenzen zu studieren. Die Aufklärung der Zusammenhänge erscheint insofern wichtig, als hier Modellfälle vorliegen, die sich mit großer Wahrscheinlichkeit auch auf den submikroskopischen Bereich feinkristalliner Schichten übertragen lassen. Über die ersten Ergebnisse sei im folgenden berichtet.

Herstellung der Schichten

Als Unterlage für die abzuschheidenden Permalloyschichten diente Kupferblech mit Würfeltextrur. Dieses wurde elektrolytisch poliert und nach geeigneter Spülbehandlung (ohne Zwischentrocknung) in das Eisen-Nickelbad eingehängt. Der Elektrolyt unterscheidet sich von dem für feinkristalline Schichten [1]

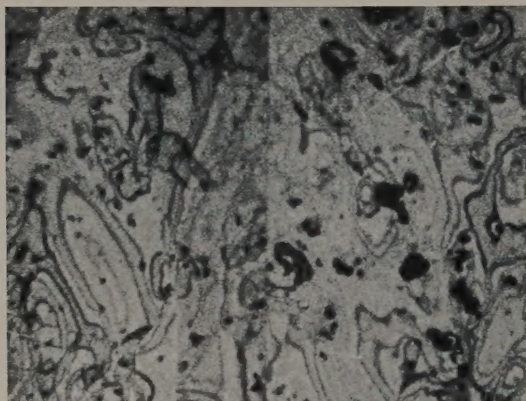
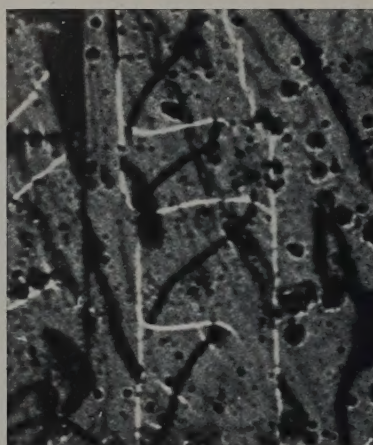


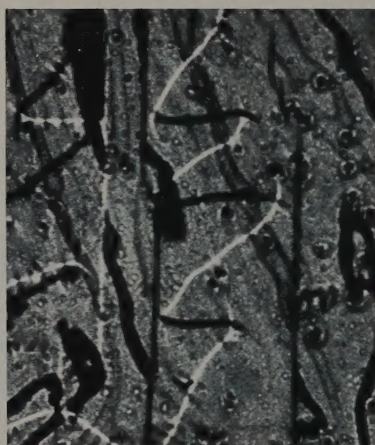
Abb. 3. Elektronenbild einer elektrolytisch abgeschiedenen Nickeleisen-schicht, 300 Å dick



Abb. 4. Beugungsbild eines Kornes einer elektrolytischen Schicht („Laue“-Diagramm)



a



b

Abb. 5a u. b. Elektronenbilder einer 300 Å dicken Schicht mit magnetischen Bereichen. a unterfokussiert; b überfokussiert

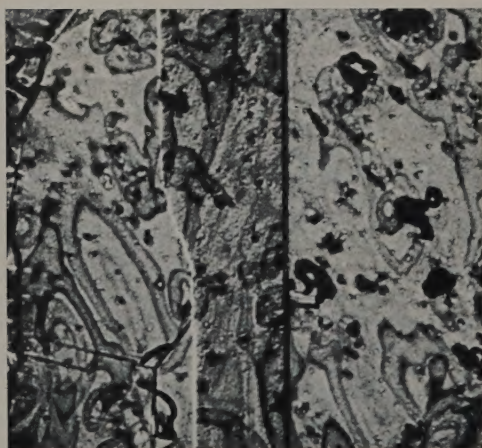


Abb. 6. Néel-Wände in Zwillingskorngrenzen

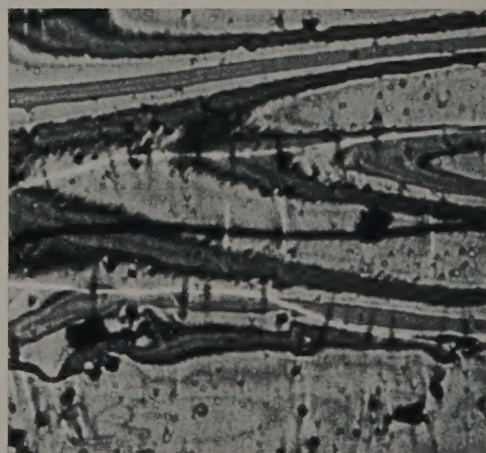


Abb. 7. Stacheldrahtwände im Korninnern

durch einen geringeren Eisengehalt sowie den Fortfall des Inhibitors. Die übrigen Elektrolysebedingungen waren unverändert.

Die auf Kupfer abgeschiedenen Schichten lassen sich in einem Bad, bestehend aus 250 g/Liter CrO_3 und 25 g/Liter H_2SO_4 von der Unterlage abtrennen [2]

können dann nach mehrfachem Spülen auf elektronenmikroskopische Objektträgerblenden präpariert werden.

Kristallgefüge

Wie die elektronenmikroskopischen Aufnahmen (Abb. 3) und Beugungsbilder (Abb. 4) zeigen, wachsen die Filme epitaxial auf der Kupferunterlage auf, die Orientierung der Kupferkörner wird in der Schicht übertragen.

Die Linearausdehnung der Körner liegt in der Größenordnung $10\ \mu\text{m}$. Im Elektronenbild (Abb. 3) der Schichten erscheinen sanft geschwungene mehr oder weniger dunkle Schlieren. Sie entstehen durch räumliche Interferenz von Elektronenstrahlen, die an gut ausgebildeten Netzebenen des Einkristalls reflektiert werden. Sie sind typisch für relativ große Einkristallbereiche bei dünnen Schichten. An den Korngrenzen sind diese Schlieren häufig unterbrochen. In Abb. 3 ist in der Mitte ein gegen die Umgebung etwas dunklerer, parallel begrenzter Bereich zu erkennen. Dieser ist ein gegenüber dem übrigen Gebiet anders orientierter Kristall.

Magnetische Bereiche in elektrolytisch abgeschiedenen Schichten

Die magnetischen Strukturen wurden mit der Methode der defokussierten Abbildung im elektronenmikroskopischen Elektronenmikroskop (Elmiskop I bzw. EM 100) [3] sichtbar gemacht. Sie treten im Bild nur dann auf, wenn die Abbildungsoptik auf eine Ebene oberhalb (unterfokussiert) oder unterhalb (überfokussiert) der Objektebene eingestellt wird („unscharfe“ Abbildung). In Abb. 5 sind unterfokussierte und überfokussierte Abbildungen der gleichen Objektstelle einer $300\ \text{\AA}$ dicken Schicht gegenübergestellt. Die Wände der magnetischen Bereiche treten als helle oder dunkle Linien in den defokussierten Aufnahmen hervor. Beim Übergang von unter- zu überfokussierter Einstellung werden die weißen Wände schwarz und umgekehrt. Alle elektronenmikroskopischen Aufnahmen wurden ohne äußeres magnetisches Feld aufgenommen.

Die Aufnahmen zeigen, daß die Wände sowohl mitten durch die Kristalle (Abb. 7) als auch in Korngrenzen verlaufen.

Die im Korninnern auftretenden Wände besitzen meist Stacheln (Abb. 7), wie sie nur an 180° -Wänden vorkommen [4]. An Wänden in Korngrenzen werden dagegen im allgemeinen keine Stacheln beobachtet. Diese Bereichsgrenzen sind also reine Néel-Wände. Sie sind besonders deutlich an Zwillingskorngrenzen zu erkennen (Abb. 6).

In der Mitte von Abb. 8 erkennt man eine dunkle Wand, die vom Innern eines Kornes nach einer Korngrenze läuft und im weiteren Verlauf in dieser Korngrenze bleibt. Im Korninnern hat die Wand Stacheln, in der Korngrenze dagegen nicht.

Das bevorzugte Auftreten von 180° -Wänden im Korninnern und von Néel-Wänden, die zwei um weniger als 180° gegeneinander magnetisierte Bereiche trennen, kann wie folgt gedeutet werden:

Die Zusammensetzung der Nickeleisenschichten ist so gewählt, daß die Spannungsanisotropie vernach-



Abb. 8. Verlauf einer Wand als Néel-Wand in der Korngrenze und als Stacheldrahtwand im Korninnern

lässigt werden kann (etwa 80% Ni, 20% Fe). Als maßgebende Energie für die Richtung des Magnetisierungsvektors kommt daher im wesentlichen die Kristallanisotropie-Energie in Frage. Im Korninnern

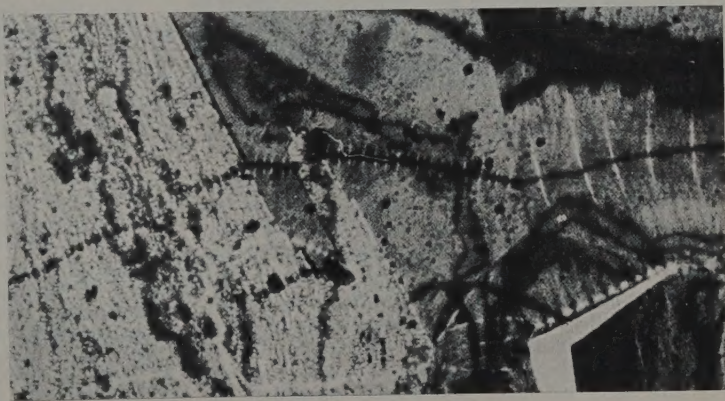


Abb. 9. Stacheldrahtwände, die über mehrere Körner laufen

wird sich infolgedessen der Magnetisierungsvektor in eine der beiden (antiparallelen) Richtungen der kristallographisch „leichten“ Achse ($[111]$ -Richtung) einstellen, wenn kein äußeres Feld auf ihn einwirkt. Bereiche dieser Richtungen innerhalb eines Kornes sind durch 180° -Wände getrennt. Von Korn zu Korn wird sich die Orientierung der leichten Achse im allgemeinen um einen Winkel unterscheiden, der verschieden von 180° ist. Wände in den Korngrenzen sind demzufolge keine 180° -Wände.

Bei Stacheldrahtwänden, die über mehrere Körner hinweglaufen, beobachtet man eine Änderung der Stacheldichte von Korn zu Korn und eine Richtungsänderung der Wand (Abb. 9). Auch dieser Befund läßt sich mit Hilfe der Kristallanisotropie-Energie deuten.

Wegen der verschiedenen Orientierung der einzelnen Körner ändert sich die in der Schichtebene liegende Komponente der Kristallanisotropie in Richtung und Betrag. Die Wände verlaufen im wesentlichen in der durch die Kristallenergie bedingten leichten Achse.

Innerhalb der Wände liegt die Magnetisierung in den Néel-Wandabschnitten in der schweren Richtung. In den Bloch-Wandabschnitten, die bei den dünnen Schichten nur klein sind und daher auch Bloch-Linien genannt werden, steht der Magnetisierungsvektor



— 1 μm

Abb. 10. Feinstrukturlinien innerhalb einheitlich magnetisierter Bereiche

senkrecht zur Schichtebene. Die Bloch-Linien befinden sich am Ort der Stacheln und der Punkte, die in der Mitte zwischen zwei Stacheln liegen. (Diese Punkte sind in den Aufnahmen nur schwer zu erkennen.) Bei großer Kristallanisotropie sind die innerhalb der Néel-Wandabschnitte in die schwere Richtung weisenden Magnetisierungsvektoren mit einer höheren Energie verknüpft als bei niedrigerer Kristallanisotropie. Die Néel-Wandabschnitte pro Längeneinheit der Wand werden daher bei hoher Anisotropie zugunsten der Bloch-Linien geringer werden. Dies bedeutet eine Zunahme der Stacheldichte bei hoher Anisotropie. Wegen der sich von Korn zu Korn ändernden Komponente der Kristallanisotropie-Energie, die in der

Schichtebene liegt, wird sich infolgedessen bei einer durchlaufenden Stachelwand neben deren Richtung auch die Stacheldichte von Korn zu Korn ändern.

Bei Aufdampschichten beobachtet man in den defokussierten Bildern innerhalb eines einheitlich magnetisierten Bereichs eine feine Streifenstruktur, die auf einer geringen Richtungsschwankung des Magnetisierungsvektors beruht. Sie wurde auf die Kristallanisotropie-Energie der regellos orientierten 100 Å großen Kristalle zurückgeführt [5]. In den grobkristallinen, elektrolytisch hergestellten Schichten sind solche Richtungsschwankungen bei eben begrenzten und störungsfrei ausgebildeten Körnern nicht zu beobachten. Elektrolytische Schichten, die Inhomogenitäten im Schichtaufbau innerhalb der Körner haben, weisen jedoch ebenfalls eine Streifenstruktur und damit eine Richtungsschwankung des Magnetisierungsvektors auf. Für diese Schwankungen sind hier die Inhomogenitäten verantwortlich. In Abb. 10 erkennt man, daß die Feinstrukturlinien innerhalb der Bereiche vielfach an kleinen Störstellen der Kristalle enden. Die Störstellen markieren sich in der defokussierten Abbildung als kleine Kreise (Beugungserscheinungen an punktförmigen Störstellen). Die in der hellen Wand auftretenden parallelen Streifen sind Interferenzerscheinungen [6], die durch Überlappung der in der Schicht abgelenkten Elektronenwellen entstehen.

Zusammenfassung

Auf elektrolytischem Wege dargestellte grobkristalline Permalloyschichten werden zur Untersuchung der Zusammenhänge zwischen magnetischen Bereichsstrukturen und Kristallgefüge herangezogen. Die elektronenmikroskopischen Aufnahmen zeigen, daß die Bereichswände sowohl im Korninneren als auch in den Korngrenzen verlaufen können. Über Korngrenzen hinweglaufende Wände ändern von Korn zu Korn ihre Struktur und Richtung. Hierfür wird die Kristallanisotropieenergie verantwortlich gemacht.

Literatur: [1] POLITYCKI, A.: Z. angew. Phys. **13**, 40 (1961). — [2] PFISTERER, H., A. POLITYCKI u. E. FUCH: Z. Elektrochem. **63**, 257 (1959). — [3] FUCHS, E.: Naturwissenschaften **47**, 392 (1960). — [4] HUBER, E. E., D. C. SMITH and J. B. GOODENOUGH: J. Appl. Phys. **29**, 294 (1958). — [5] FUCHS, E.: Z. angew. Phys. **13**, 157 (1961). — [6] BOERSCH, H., H. HAMISCH, D. WOHLLEBEN u. K. GROHMANN: Physik **159**, 397 (1960).

Dr. ERKEHARD FUCHS
und Dr. ALFRED POLITYCKI.

Forschungslaboratorium Siemens & Halske AG.,
München 8

Buchbesprechungen

Crow, E. L., F. A. Davis und M. W. Maxfield: *Statistics Manual*. 288 S., 38 Abb. u. 21 Tabellen. New York: Dover Publications, Inc. 1960. Preis \$ 1.55.

In Handbuchform wird eine umfangreiche Sammlung klassischer und moderner statistischer Methoden gegeben, die ursprünglich für die US. Naval Ordnance Test Station geschrieben wurde. Die elementare Darstellung ist sehr klar und

übersichtlich und durch zahlreiche Beispiele und Illustrationen erläutert. Die mathematischen Anforderungen an den Leser sind gering, Herleitungen und Beweise wurden nicht aufgenommen. Inhalt: Definitionen und Verteilungen, Tests und Vertrauensintervalle für Mittelwerte und Streuungen, Tests für Verteilungen als Ganzes, Regressionsanalyse, Durchführung von Versuchen, Qualitätskontrolle, Stichproben. R. ALBRECHT